

Strömungen und nichtlineare Dichtewellen staubiger Plasmen unter Schwerelosigkeit

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

vorgelegt von
Tim Bockwoldt

Kiel, 2014

Erster Gutachter: Prof. Dr. Alexander Piel

Zweiter Gutachter: Prof. Dr. Holger Kersten

Tag der Disputation: 12. Dezember 2014

Zum Druck genehmigt: ... 12. Dezember 2014

gez. Prof. Dr. Wolfgang J. Duschl, Dekan

Zusammenfassung

In dieser Dissertation zu staubigen Plasmen werden der Antrieb von Vortex-Strömungen im Staub und Eigenschaften nichtlinearer Staubbichtewellen sowie ihre Wechselwirkung mit dem Plasma untersucht. Dafür wurden ausgedehnte, dreidimensionale Staubwolken in einer Parallelplatten-Hochfrequenzentladung unter Schwerelosigkeit mittels Videomikroskopie beobachtet.

In den untersuchten Staubwolken bilden sich großskalige, langsam drehende Wirbel, sogenannte *Vortices*, radial außerhalb des staubfreien Zentrums (des *Voids*). Zur Beschreibung des Vortexantriebs wird die Vortextransportgleichung auf die in den untersuchten Systemen relevanten Terme reduziert. Es zeigt sich, dass nicht-konservative Kräfte aus der Abweichung der Geometrie der Äquipotentialflächen von der Kugelsymmetrie resultieren. Die tatsächliche Geometrie bestimmt dann den Drehsinn der meist dipolartig auftretenden Vortices. Die Verwendung der Vortextransportgleichung ermöglicht es, die bereits bekannten Antriebsmechanismen der Ladungsgradienten und der Ionenwindkraft auf einen einheitlichen Formalismus zu bringen und den Drehsinn zu erklären. Des Weiteren demonstrieren Modellierungen, dass die Konkurrenz der beiden Antriebsmechanismen auch quadrupolartige Topologien der Vortices erzeugen kann, was durch experimentelle Beobachtungen unterstützt wird.

Bei höherer Staubbichte oder niedrigerem Neutralgasdruck treten anstelle der Vortices Dichtewellen im Staub auf. Diese entstehen selbsterregt aus einer Zwei-Strom-Instabilität zwischen radial auswärts strömenden Ionen und dem Staub. Es wurde gezeigt, dass sich die Oszillationen der Staubbichte über einen gewissen Bereich, einem sogenannten *Frequenzcluster*, auf eine gemeinsame Frequenz synchronisieren können und zu benachbarten Clustern in einem inkommensurablen, d.h. nicht-rationalen, Verhältnis stehen. In der vorliegenden Dissertation werden Beobachtungen kommensurabler Frequenzcluster vorgestellt. Eine Klassifizierung der auftretenden Cluster zeigt bevorzugt kommensurable Frequenzverhältnisse bei niedrigem Gasdruck und hoher Staubbichte, d.h. bei geringer Dämpfung der Wellen. In Analogie zu kommensurablen Frequenzverhältnissen in extern modulierten Wellenfeldern erscheint eine beobachtete Wechselwirkung der Staubbichtewellen mit der Entladung zudem ursächlich für die Bildung der kommensurablen Cluster.

Wechselwirkungen der Staubdynamik mit der Entladung sind bisher wenig erforscht. Diese Dissertation stellt simultane Aufnahmen der Staubbichtewellen und des Plasmaleuchtens vor, die den Forschungsstand erweitern: Die Beobachtungen offenbaren eine gegenseitige Wechselwirkung zwischen der Entladung und dem zentralen Void. Das Plasmaleuchten oszilliert global in unterschiedlichen Moden bei einer Oszillation der Voidgröße bzw. der Voidposition. Unabhängig von der globalen Oszillation tritt außerdem eine lokale, wellenartige Modulation des Plasmaleuchtens in Staubbichtewellen großer Amplituden und Wellenlängen auf. Die Modulation zeigt dieselbe Frequenz und Wellenlänge wie die Staubbichtewellen und stellt daher die Repräsentation dieser Wellen im Plasmaleuchten dar.

Die vorliegende Dissertation leistet somit einen wichtigen Beitrag zur Beschreibung und Erklärung dynamischer Phänomene und Zusammenhänge staubiger Plasmen.

Abstract

In this thesis on dusty plasmas, the driving mechanism of dust-vortex flows and the characteristics of nonlinear dust-density waves as well as their interaction with the plasma are surveyed. Extended, three-dimensional dust clouds in a parallel-plate radio-frequency discharge under microgravity conditions have therefor been observed by means of video microscopy.

In the analyzed dust clouds, slowly rotating large-scale vortices appear self-excited radially outwards of the central dust-free region (the so-called *void*). For describing the vortex driving mechanism, the vorticity equation is reduced to the terms that are relevant in the surveyed systems. It becomes apparent that non-conservative forces result from the deviation of the geometry of the equipotentials from spherical symmetry. Then the actual geometry defines the sense of rotation of the mostly dipole-like occurring vortices. Using the vorticity equation allows to put the already known drives by charge gradients and by the ion drag force to a common formalism, and to explain the sense of rotation. Furthermore, modelings demonstrate that the competition of these driving mechanisms may lead to quadrupole-like topologies, which is supported by experimental findings.

At higher dust density or lower gas pressure dust-density waves appear instead of vortices. The waves arise self-excited from a two-stream instability of radially outwards streaming ions and the dust particles. It has been shown that the oscillations of the dust density can synchronize to a common frequency over a certain area, building a so-called *frequency cluster*. The frequency had an incommensurable, i.e., non-rational, ratio to the frequency of adjacent clusters. The present thesis presents observations of commensurable frequency clusters. A classification of occurring clusters reveals the preferred formation of commensurable frequencies at low gas pressures and high dust densities, i.e., at low damping of the waves. Moreover, in analogy to commensurable frequency ratios in externally modulated wave fields, an interaction of the waves with the plasma seems to be responsible for the formation of commensurable frequency clusters.

Interactions of the dust dynamics with the discharge has only been little explored. This thesis presents simultaneous observations of dust-density waves and plasma glow, which expand the current state of research: The observations reveal a mutual interaction between the discharge and the central void. The plasma glow oscillates globally in different modes when the void oscillates in size or position. Independently of the global oscillation, also a local, wave-like modulation appears in the plasma glow in the vicinity of dust-density waves of high amplitude and large wavelengths. The modulation equals the dust-density waves in frequency and wavelength and can therefore be regarded as a representation of these waves in the plasma glow.

The present thesis thus contributes significantly to the description and explanation of the dynamics and interactions in dusty plasmas.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen des untersuchten Systems	5
2.1	Aufladung von Staubpartikeln	6
2.1.1	Aufladung nach dem OML-Modell	6
2.1.2	Einfluss von Ionen-Neutralen-Stößen auf das OML-Modell	8
2.1.3	Einfluss von Plasmadriften auf das OML-Modell	11
2.2	Kräfte auf Mikropartikel	13
2.2.1	Auftretende Kräfte	13
2.2.2	Beschreibungen der Ionenwindkraft	15
2.3	Charakterisierung der Entladung	19
2.3.1	Schichtdynamik	20
2.3.2	Der Plasmabulk	22
2.3.3	Ambipolare Diffusion	24
2.4	Staubiges HF-Plasma unter Schwerelosigkeit	25
2.4.1	Das Voidphänomen	25
2.4.2	Die Voidgrenze	25
2.4.3	Voidmodelle	27
2.4.4	Stabilität des Voids	29
2.5	Staubdichtewellen in komplexen Plasmen	30
2.5.1	Auftreten von Staubdichtewellen	30
2.5.2	Dispersionsrelation im 3-Flüssigkeitenmodell	31
3	Experimenteller Aufbau	35
3.1	System zum Einsatz auf Parabelflügen	35
3.2	Das Entladungssystem	37
3.3	Optische Diagnostiken	40
4	Vortices in staubigen HF-Plasmen	43
4.1	Antrieb eines Vortex	45
4.1.1	Die Vortextransportgleichung	45
4.1.2	Einfache Modellierung des Vortexantriebs	47
4.1.3	Vortexantrieb in einem nicht-selbstkonsistent simulierten Plasma	49
4.2	Doppelvortices im Experiment	51
4.3	Erweiterung der Modellierung und kompliziertere Topologien	54
4.3.1	Vortexantrieb in einem selbstkonsistent simulierten Plasma	54

4.3.2	Quadrupolartige Vortices im Experiment	55
4.4	Diskussion	57
5	Charakterisierung von Dichtewellen staubiger HF-Plasmen	59
5.1	Einfluss experimenteller Parameter auf die Staubbichtewellen	59
5.2	Instabilitäten im nichtlinearen, aktiven Medium	63
5.3	Experimentelle Bestimmung der Frequenz und Wellenlänge	65
5.4	Staubakustische Geschwindigkeit	67
6	Kommensurable und inkommensurable Frequenzcluster	73
6.1	Frühere Beobachtungen räumlicher Frequenzvariation	73
6.2	Selbsterregte kommensurable Frequenzcluster	76
6.2.1	Kategorisierung der Frequenzcluster	78
6.2.2	Auswertung der Clusterkategorien	80
6.3	Gekoppelte Van-der-Pol-Oszillatoren als Modell der Staubbichtewellen .	83
6.3.1	Bestehende Modellierung inkommensurabler Frequenzcluster . .	83
6.3.2	Erweiterung des VdP-Modells um einen Treiber	85
6.4	Globale Oszillationen im komplexen Plasma	86
6.4.1	Wechselwirkung zwischen Staub und Plasma	87
6.4.2	Rückwirkung auf den äußeren Stromkreis	89
6.5	Diskussion	90
7	Oszillation des Plasmaleuchtens in Anwesenheit von Staubbichtewellen	91
7.1	Effekt der Staubinjektion auf die Entladung	91
7.2	Interpretation linienintegrierter Beobachtungen	93
7.3	Globale und lokale Eigenschaften der Oszillation des Plasmaleuchtens .	95
7.3.1	Beispiele repräsentativer Beobachtungen	95
7.3.2	Unterteilung der Charakteristika	97
7.4	Diskussion	103
8	Zusammenfassung und Ausblick	107
	Literaturverzeichnis	111
	Liste der Publikationen	123

1 Einleitung

Staubige Plasmen sind seit über 20 Jahren ein in der Plasmaphysik etabliertes Forschungsgebiet – nicht nur zur Grundlagenforschung – mit mittlerweile über 500 Publikationen pro Jahr [1, 2]. Neben den klassischen Plasmen aus atomaren oder molekularen Ionen, Elektronen und Neutralgas enthalten die *komplexen* Plasmen eine weitere Spezies, die in den *staubigen* Plasmen aus 0,1 μm bis 10 μm großen Kunststoffpartikeln besteht. Das Forschungsgebiet entwickelte sich ursprünglich aus im Wesentlichen zwei Stoßrichtungen [3]: den astrophysikalischen Plasmen [4] und den technischen Plasmen der Mikrochipherstellung [5]. Wie auch in diesen frühen technischen Plasmen sind im großen Feld der Fusionsplasmen die Mikropartikel als Abfallprodukt oder als Träger von radioaktivem Material weitestgehend unerwünscht [6, 7]. Andererseits hat mittlerweile auch der technische Nutzen komplexer Plasmen eine große Bedeutung erlangt [8], zum Beispiel für die Erzeugung dünner amorpher oder nanokristalliner Siliziumschichten für großflächige elektronische Bauteile wie Solarzellen [9]. Mit dem ersten gezielten Einfang von Staubpartikeln in einer Hochfrequenzentladung [10, 11] setzten sich die staubigen Plasmen auch als eigenständiges Gebiet in der Grundlagenforschung durch.

In einem staubigen Plasma laden sich die makroskopischen Partikel negativ auf und wechselwirken untereinander über ein abgeschirmtes Coulombpotential, dem sogenannten Debye-Hückel-Potential. Die Partikel bilden ein System kollektiver Wechselwirkung und können abhängig von den Experimentparametern, wie zum Beispiel dem Neutralgasdruck [12], sowohl stark als auch schwach gekoppelt sein. An den Staubsystemen können daher Eigenschaften von Festkörpern, Flüssigkeiten und Gasen untersucht werden [1]. Aufgrund der großen Partikelmasse und der hohen Transparenz der Systeme bieten die staubigen Plasmen die Möglichkeit, Dynamik, Struktur und Übergänge der Phasen auf kinetischer Ebene zu studieren [13, 14].

Neben den Untersuchungen zu den Aggregatzuständen und zum weiten Bereich der grundlegenden Eigenschaften der Staubwolken, wie der Partikelaufladung oder der Kräfte zwischen einzelnen Partikeln [15, 16], gab es von Anfang an auch Untersuchungen zu Strömungen und Wellen in staubigen Plasmen. Für staubige Plasmen in flüssigem oder gasförmigem Zustand haben Rao *et al.* [17] bereits 1990 die Existenz einer schallartigen Dichtewelle, der *staubakustischen Welle*, oder allgemeiner der *Staubdichtewelle* [18], vorhergesagt.

Staubdichtewellen haben typischerweise Frequenzen zwischen einigen Hertz und etwa hundert Hertz und entstehen aus einer Zwei-Strom-Instabilität zwischen Staubpartikeln und strömenden Ionen [19, 20]. Zu Beginn der Untersuchungen von Staubdichtewellen standen Fragen zur Charakterisierung der Instabilität [21] und deren Einsatz als Diagnostik im Vordergrund [22]. Während der letzten Jahre wurden vermehrt nichtlineare Aspekte wie die Bildung von Schocks [23], das Brechen der Wellen [24],

der Einfang von Partikeln in Wellenfronten [25, 26] oder die Synchronisation selbst-erregter Wellen [27, 28] untersucht. In Experimenten, in denen ein externer Treiber die Wellen modulierte, konnte die Synchronisation der Wellen auf harmonische Frequenzen des Treibers beobachtet werden [29, 30]. Ausgedehnte selbsterregte Wellenfelder hingegen zeigten überraschenderweise inkommensurable Frequenzcluster [27, 31]. Dies sind Regionen unterschiedlicher Frequenzen, die zueinander kein rationales Verhältnis aufweisen. Die Cluster sind durch einen scharfen Frequenzsprung voneinander getrennt [27], sodass sich die Staubbichtewellen erheblich von akustischen Wellen unterscheiden. Letztere würden mit einer lokalen Anpassung der Wellenlänge auf eine räumliche Variation des Mediums reagieren. Aus den Ergebnissen der Untersuchungen zur Synchronisation von Staubbichtewellen stellt sich die Frage, ob und unter welchen Voraussetzungen auch in selbsterregten Wellenfeldern kommensurable Frequenzverhältnisse auftreten können.

Ein aufstrebendes, bisher noch wenig experimentell erforschtes Teilgebiet staubiger Plasmen befasst sich mit dem Einfluss der Staubpartikel auf die Entladung: Bereits in der ersten Beobachtung eines staubfreien Bereichs [32], des sogenannten *Voids* [33], in ausgedehnten Staubwolken wurde ein erhöhtes Plasmaleuchten im Void beschrieben [32]. Detaillierte theoretische Untersuchungen des Einflusses der Staubpartikel auf die Entladung konnten erst mithilfe selbstkonsistenter Simulationen durchgeführt werden [34–36]. Diese zeigten vor allem die Bedeutung des zentralen Voids [34]. In experimentellen Untersuchungen konnte der Einfluss des Staubs auf die Elektronentemperatur und -dichte [37] sowie auf deren Heizmechanismus [38] durch Emissionsspektroskopie nachgewiesen werden. Neben dem zeitunabhängigen Einfluss des Staubs auf die Entladung wurde außerdem beobachtet, dass mit der sogenannten *Heartbeat*-Instabilität des Voids [39] auch eine Oszillation des Plasmas einhergeht [40, 41]. Die Prozesse, die zu dieser Instabilität führen, sind bisher nur ansatzweise verstanden [42]. Beobachtungen von Staubbichtewellen lassen ebenfalls auf eine Wechselwirkung mit dem Plasma schließen [43]. Dabei wurde eine wellenartige Modulation des Plasmaleuchtens vergleichbar mit den Staubbichtewellen beobachtet [43]. Eine Charakterisierung oder Erklärung dieser Wechselwirkung existiert bisher jedoch nicht. Um weitere Untersuchungen und mögliche Erklärungen auf eine experimentelle Grundlage zu stellen, muss daher zunächst den Fragen nachgegangen werden, in welchen Formen die Wechselwirkung auftritt und ob es sich um eine gegenseitige oder einseitige Beeinflussung von Staubbichtewellen und Plasma handelt.

Im Vergleich zu den Wellenphänomenen in staubigen Plasmen ist das Auftreten von Strömungen bisher weniger erforscht und meist auf zweidimensionale Systeme beschränkt. Durch externe Anregung von Scherströmungen in stark gekoppelten Systemen konnten beispielsweise Eigenschaften wie Viskosität und Transportkoeffizienten bestimmt werden [44–46]. In dreidimensionalen Systemen werden Wirbelströmungen, sogenannte *Vortices*, zum Beispiel durch thermisches Kriechen [47, 48] angeregt. Außerdem wurden in magnetisierten Plasmen toroidale Strömungen beobachtet, die auf eine verscherte und daher nicht-konservative Ionenströmung zurückzuführen waren [49, 50]. In ausgedehnten Staubwolken treten darüberhinaus Vortices auf, deren Antrieb nicht eindeutig geklärt ist [51–53]. Verschiedene Ansätze beschrieben, wel-

che Kräfte diese Vortices treiben können: Ein Gradient der Partikelladung [54] und eine nicht-konservative Ionenwindkraft [55] wurden unabhängig von einander in Betracht gezogen. Die Vortices werden meist als einfacher Doppelvortex [56], aber auch in komplizierteren Topologien beobachtet [52, 57]. Doppelvortices traten sowohl in Experimenten [52, 56] als auch in Simulationen [58, 59] mit unterschiedlichem Drehsinn auf. Eine kritische Betrachtung der Antriebsmechanismen zur Erklärung des Drehsinns der Doppelvortices und der komplizierteren Topologien fehlt bisher.

Untersuchungen zur Bildung von Frequenzclustern in Staubbichtewellen und deren Wechselwirkung mit dem Plasma sowie zum Vortexantrieb setzen ausgedehnte Staubwolken voraus. Für diese muss der Einfluss der Gravitation auf die Partikel minimiert werden. Anderenfalls würden letztere nach unten fallen, wo sie entweder aufgrund eines starken Randschichtfeldes als flache Staubwolke sedimentieren oder die Entladung verlassen würden. Im Labor kann der Einfluss der Gravitation durch den Einsatz von Nanopartikeln [60, 61] oder die aktive Kompensation durch Thermophorese [62, 63] minimiert werden. Diese Methoden haben jedoch den Nachteil der mangelnden Einzelpartikelauflösung bzw. des Hinzufügens einer weiteren Kraft, die ihrerseits die Entladung beeinflusst [64]. Hieraus erklärt sich die intensive Erforschung staubiger Plasmen unter Schwerelosigkeit mit Höhenforschungsraketen [52], auf Raumstationen [65, 66] und auf Parabelflügen [52, 67]. Die frühe Installation eines Experiments zu staubigen Plasmen auf der internationalen Raumstation ISS [66] unterstreicht den hohen Stellenwert dieser Art von Experimenten. Raumstationen haben den Vorteil langer, störungsfreier Schwerelosigkeit. Einen direkten Zugriff durch Wissenschaftler sowie kurzfristige Aktualisierungen des Experiments [68] ermöglichen aber nur Parabelflüge. Zwischen den Flügen einer Messkampagne können beispielsweise Equipment ausgetauscht und Daten gesichtet werden, um die Messpläne anzupassen. Die Schwerelosigkeitsphasen von 22 s beschränken mögliche Untersuchungen auf Phänomene, die innerhalb dieser Zeitspanne auftreten. Dazu gehören Untersuchungen zur Voidbildung [67] und der darin auftretenden Kräfte [69], zur Bildung von Kanälen hinter Projektilen [70], zu Partikelströmungen [71], zur Instabilität der Staubbichtewellen [72] und zu deren Frequenzclusterbildung [27] sowie deren Wechselwirkung mit dem Plasmaleuchten [43].

Die Parabelflüge sind somit ideal geeignet, um zu untersuchen, unter welchen Bedingungen kommensurable Frequenzverhältnisse in selbsterregten Wellenfeldern auftreten, welche Charakteristika die Wechselwirkung zwischen Staubbichtewellen und Plasma zeigt und wie sich die Topologien von selbsterregten Vortices erklären lassen.

Zunächst legt Kap. 2 die Grundlagen der untersuchten Systeme dar, Kap. 3 beschreibt den experimentellen Aufbau und die Diagnostiken. Kapitel 4 stellt Messungen und Modellierungen vor, anhand derer der Antriebsmechanismus der Vortices untersucht wird. Die Ergebnisse dieses Kapitels wurden in ähnlicher Form in einem begutachteten Journal veröffentlicht [73]. Die im Experiment auftretenden Staubbichtewellen werden in Kap. 5 charakterisiert. Die weitere Analyse der Wellen und eine Gruppierung der Frequenzcluster wird in Kap. 6 beschrieben. Kapitel 7 umfasst die Charakterisierung und Klassifizierung der Wechselwirkung zwischen dem Plasmaleuchten und den Staubbichtewellen. Die Dissertation schließt in Kap. 8 mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse und einem Ausblick.

2 Grundlagen des untersuchten Systems

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der untersuchten staubigen Plasmen skizziert. Dabei werden zunächst die Aufladung der Partikel und die wirkenden Kräfte beschrieben. Es folgen eine Charakterisierung der einfachen Hochfrequenz(HF)-Entladung und eine Beschreibung der Besonderheiten einer komplexen HF-Entladung. Das Kapitel schließt mit einem Abschnitt über die Grundlagen der Staubbichtewellen in ausgedehnten Staubwolken.

Werden einem Plasma zu den existierenden Elektronen, Ionen und Neutralen makroskopische Partikel – sogenannte *Staubpartikel* – hinzugegeben, wird das Plasma als *komplexes* oder *staubiges* Plasma bezeichnet. Die meist aus Kunststoff bestehenden Partikel laden sich im Allgemeinen negativ auf, mikrometergroße Partikel binden dabei mehrere tausend Elektronen (vgl. Abschn. 2.1.1). Insbesondere in Plasmen geringer Dichte ist die Spezies deswegen in der Quasineutralitätsbedingung zu berücksichtigen: $n_i = n_e + Z_d n_d$. Der Index d wird in Anlehnung an das englische *dust* in dieser Arbeit als Index der Staubparameter verwendet. Somit bezeichnet n_i die Ionendichte, n_e die Elektronendichte und n_d die Staubbichte. Z_d gibt die Anzahl der Elektronen auf einem Partikel an.

Aufgrund der abschirmenden Eigenschaft des umgebenden Plasmas, wird der Verlauf des elektrischen Potentials eines Staubpartikels durch ein exponentiell fallendes Coulombpotential, ein sogenanntes Debye-Hückel- oder Yukawapotential, beschrieben:

$$\Phi(r) = \frac{Z_d e}{4\pi\epsilon_0 r} \exp(-r/\lambda_D) . \quad (2.1)$$

Hier beschreibt λ_D die Abschirm- oder (linearisierte) Debyelänge mit

$$\lambda_D^{-2} = \frac{e^2}{\epsilon_0 k_B} \left(\frac{n_e}{T_e} + \frac{n_i}{T_i} \right) = \lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2} . \quad (2.2)$$

Die Größen λ_{De} bzw. λ_{Di} bezeichnen die Elektronen- bzw. Ionendebyelänge – die Abschirmlängen der einzelnen Spezies. Die linearisierte Debyelänge wird durch die kürzere der beiden dominiert und gibt den Abstand von einer Störladung an, in dem das Störpotential auf das $1/e$ -Fache des Coulombpotentials abgefallen ist. Im Allgemeinen wird angenommen, dass außerhalb einer Debyelänge um eine Störladung Quasineutralität herrscht.

2.1 Aufladung von Staubpartikeln

Zur Beschreibung der Aufladung von Staubpartikeln in einem kalten Niederdruckplasma hat sich das OML¹-Modell [74, 75] bewährt. Es beschreibt die Ströme von anziehenden bzw. abstoßenden Ladungsträgern auf eine Kugel- oder Zylindersonde. Ein Staubpartikel kann analog zu einer stromlosen Sonde behandelt werden, sodass über das OML-Modell das Oberflächenpotential und darüber die Ladung eines Partikels angegeben werden kann. Das Modell und die notwendigen Erweiterungen, die Einflüsse aus Stößen und Plasmadriften berücksichtigen, werden im Folgenden skizziert.

2.1.1 Aufladung nach dem OML-Modell

Das OML-Modell beschreibt die Ströme auf Partikel, deren Radius r_d kleiner als die Abschirmlänge ist: $r_d \lesssim \lambda_D$. Die Elektronen und Ionen werden dafür als Boltzmannverteilt und stoßfrei angenommen. Die abgestoßenen Ladungsträger, hier die Elektronen, werden in dem Modell durch den Boltzmannfaktor erfasst. Der Elektronenstrom I_e auf ein Partikel ist dann gegeben durch

$$I_e = -n_e e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \pi r_d^2 \exp\left(\frac{e\Phi_{fl}}{k_B T_e}\right). \quad (2.3)$$

Hier beschreibt der Wurzelterm die mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen $v_{th,e}$ und Φ_{fl} das Oberflächenpotential des Partikels in Bezug auf das umgebende, ungestörte Plasma. In dieser Beschreibung wird die Verformung der Maxwellverteilung durch die Absorption von Ionen vernachlässigt. Eine Berücksichtigung findet sich zum Beispiel in Ref. [76].

Der Strom von angezogenen Ladungsträgern, den Ionen, auf ein Partikel wird durch ihren anfänglichen Drehimpuls und das damit verbundene abstoßende Zentrifugalpotential begrenzt. Der Ionenstrom folgt aus dem OML-Modell zu

$$I_{i,OML} = n_i e \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \pi r_d^2 \left(1 - \frac{e\Phi_{fl}}{k_B T_i}\right). \quad (2.4)$$

In dieser Gleichung ist der Klammerterm der sogenannte OML-Faktor, der einer Vergrößerung der effektiven Partikeloberfläche für den Ioneneinfang entspricht.

In Analogie zu einer stromlosen Sonde wird das Oberflächenpotential eines Partikels im stationären Ladungszustand als *Floatingpotential* bezeichnet. In diesem Fall heben sich Elektronen- und Ionenstrom gerade auf, sodass netto kein Strom auf das Partikel fließt und es gilt

$$0 = I_e(\Phi_{fl}) + I_i(\Phi_{fl}). \quad (2.5)$$

Das Floatingpotential ist somit die Lösung der transzendenten Gleichung

$$\exp\left(\frac{e\Phi_{fl}}{k_B T_e}\right) = \alpha \left(1 - \frac{e\Phi_{fl}}{k_B T_i}\right), \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{n_i}{n_e} \sqrt{\frac{T_i m_e}{T_e m_i}}. \quad (2.6)$$

¹ orbital motion limited

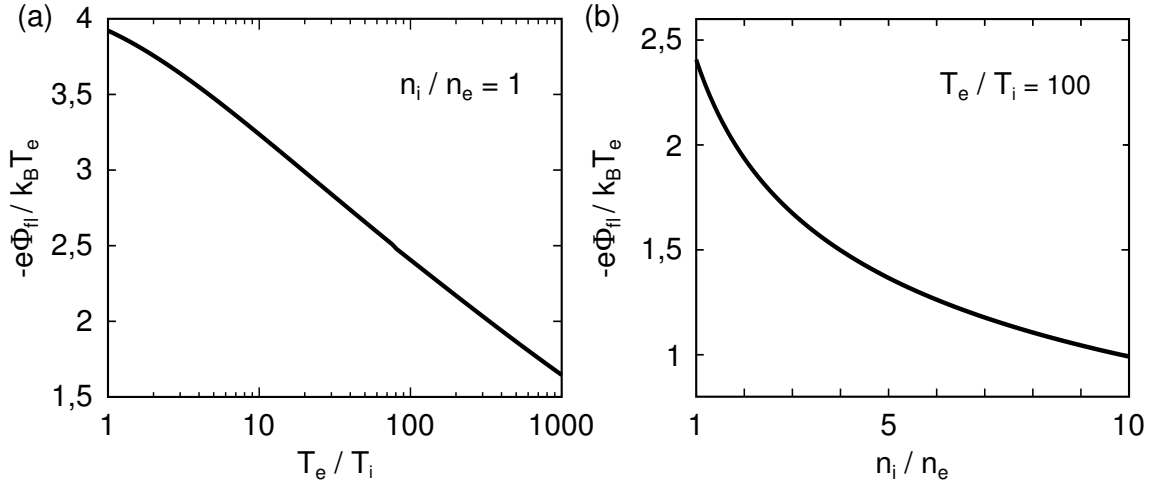


Abbildung 2.1 (a) Verlauf des Floatingpotentials in einem Argonplasma nach dem OML-Modell (normiert auf die Elektronentemperatur in Elektronenvolt) in Abhängigkeit vom Temperaturverhältnis für Argon mit $n_i/n_e = 1$. (b) Das Floatingpotential eines Argonplasmas für verschiedene Dichteverhältnisse bei $T_e/T_i = 100$.

Für ein festes Dichte- und Massenverhältnis ist das Floatingpotential nur noch abhängig von den Temperaturen der Elektronen und Ionen. Abbildung 2.1(a) zeigt diese Abhängigkeit für $n_e = n_i$ über einen weiten Bereich des Temperaturverhältnisses in einem Argonplasma. Für ein isothermes Argonplasma ist $\Phi_{fl} \approx 3,92 T_e/\text{eV}$, während in astrophysikalischen Wasserstoffplasmen $\Phi_{fl} \approx 2,51 T_e/\text{eV}$ gilt [77]. In Niedertemperaturplasmen haben die Ionen etwa Raumtemperatur und die Elektronen etwa 3 eV, sodass $T_e \approx 100 T_i$. Dann gilt für das Floatingpotential eines Argonplasmas nach dem OML-Modell $\Phi_{fl} \approx 2,44 T_e/\text{eV}$.

In hohen Staubbichten tragen die auf den Partikeln gebundenen Elektronen zur Quasineutralität bei, sodass die Dichte der freien Elektronen reduziert wird. In diesem Fall gilt $n_e < n_i$. Dies vermindert den Elektronenstrom auf die Partikel und somit den Betrag des Floatingpotentials. Die Abnahme des Potentials mit Zunahme des Dichteverhältnisses n_i/n_e zeigt Abb. 2.1(b) für $T_e = 100 T_i$ in Argon. Eine ausführliche Diskussion des Effekts der Elektronenverarmung findet sich in Ref. [78].

Um aus dem Floatingpotential die Ladung auf einem Partikel zu berechnen, wird dieses als Kugelkondensator betrachtet. Die Gegenladung wird als im Abstand λ_D lokalisiert angenommen. Dann gilt für die Kapazität des Partikels

$$C = 4\pi\epsilon_0 r_d \left(1 + \frac{r_d}{\lambda_D}\right). \quad (2.7)$$

Für den Fall eines sehr kleinen Teilchens $r_d \ll \lambda_D$ kann zur Vereinfachung der letzte Term vernachlässigt werden, sodass die Gleichung die Kapazität eines Kugelkondensators mit unendlich weit entfernter Gegenladung angibt. Für die Partikelladung folgt schließlich

$$Q_d = C \cdot \Phi_{fl}. \quad (2.8)$$

Für Partikel mit einem Radius $r_d = 3,4 \mu\text{m}$, einer Plasmadichte von $n_e = n_i = 10^{15} \text{ m}^{-3}$ und einer Temperatur der Elektronen (Ionen) von 3 eV (0,03 eV) ergibt sich eine Staubleitung von $Z_d \approx 17000$. Bei einer typischen Elektronendichte von $n_e = 10^{15} \text{ m}^{-3}$ und einer Staubleitung von $n_d = 10^{10} \text{ m}^{-3}$ sind somit etwa 17 % der Elektronen gebunden.

Das OML-Modell nimmt verschiedene Vereinfachungen an, die nicht immer streng erfüllt sind, die Berechnung aber übersichtlich machen und eine schnelle Abschätzung der Größenordnung ermöglichen. So liegt der Berechnung der Ströme nach Gl. (2.3) und (2.4) ein Einzelteilchenbild mit **reiner Coulombwechselwirkung** zu Grunde. Neben der Vernachlässigung der Abschirmung durch das Plasma werden dabei auch Stöße außer Acht gelassen. Dies geschieht unter der Annahme, dass die mittlere freie Weglänge erheblich größer ist als die Abschirmlänge und sich deswegen innerhalb der Abschirmlänge alle **Teilchen stoßfrei bewegen**. Die Berücksichtigung von Stößen, insbesondere von Ladungsaustauschstößen der Ionen mit Neutralen, wird in Abschn. 2.1.2 diskutiert. Weiterhin vernachlässigt das OML-Modell den **Einfluss von Plasmadriften** auf die Ströme. Staubpartikel befinden sich in Plasmen häufig in Bereichen strömender Ionen, sodass die Annahme eines ruhenden Plasmas im Allgemeinen nicht erfüllt ist [79]. Eine Beschreibung der Aufladung unter Berücksichtigung von Ionenströmungen folgt in Abschn. 2.1.3. Neben dem OML-Modell sind auch weitere Modelle entwickelt worden: Im Gegensatz zur OML-Theorie geht die Theorie nach Allen, Boyd und Reynolds (ABR-Theorie) [80] von Ionen aus, die radial auf eine Sonde bzw. ein Partikel strömen. Spätere Simulationen [81] zeigten jedoch, dass die ABR-Theorie nur für ein kleines Intervall von Stoßraten eine gute Abschätzung ermöglicht. Daher wird diese Theorie vergleichsweise wenig verwendet.

2.1.2 Einfluss von Ionen-Neutralen-Stößen auf das OML-Modell

Bei einem Ladungsaustauschstoß zwischen einem Ion und einem neutralen Atom wird kein Impuls, sondern nur ein Elektron vom Atom zum Ion übertragen. Dadurch kann ein schnelles Ion beim Stoß mit einem langsamen Atom durch ein langsames Ion ersetzt werden. Dieser Fall ist im elektrischen Feld eines Staubpartikels von Bedeutung: Stößt ein im Feld des Partikels beschleunigtes Ion mit einem Atom, wird die ursprüngliche Orbitalbewegung des Ions nicht auf das neue Ion übertragen. Somit besteht für das neue Ion kein abstoßendes Zentrifugalpotential mehr und es kann die Oberfläche des Staubpartikels erreichen, wenn die thermische Energie nicht ausreicht, dem Yukawapotential zu entkommen. Das OML-Modell vernachlässigt diese Stöße, da die freie Weglänge der Ionen wesentlich größer ist als die Abschirmlänge des Plasmas und ein Stoß im relevanten Bereich um ein Partikel deswegen als zu selten angenommen wird. Eine ausführliche Diskussion des Problems, wie zum Beispiel in Ref. [82], zeigte aber, dass Ladungsaustauschstöße zwischen Neutralen und Ionen trotzdem nennenswert zum Ionenstrom auf ein Staubpartikel beitragen können. Dies kann die Ladung gegenüber der Berechnung nach dem einfachen OML-Modell deutlich verringern.

Für **schwach stoßbestimmte** Plasmen, in denen für die mittlere freie Weglänge der Ionen $\lambda_{\text{mfp}} \gg r_d$ gilt, lässt sich ein analytischer Ansatz nach Ref. [82, 83] formulieren. Die Autoren führten einen Korrekturterm für den OML-Ionenstrom (2.4) ein: Der maximale Abstand R_0 vom Partikel, in dem ein Ion nach einem Stoß die Partikeloberfläche erreicht, lässt sich über $e\Phi(R_0) = -k_B T_i / e$ abschätzen. Für $r > R_0$ reicht die thermische Energie aus, dem Yukawapotential zu entkommen. Für den Korrekturterm wird zunächst der Strom in die Kugel mit Radius R_0 um das Partikel über den thermischen Fluss der Ionen Γ_i berechnet:

$$I_{R0} = 4\pi R_0^2 \cdot e \cdot \Gamma_i, \quad \text{mit} \quad \Gamma_i = \frac{1}{4} n_i \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}}. \quad (2.9)$$

Von diesem Strom muss der OML-Strom (2.4) abgezogen werden, da er nicht zum Korrekturterm beiträgt. Der verbleibende Strom muss mit der Wahrscheinlichkeit für einen Ionen-Neutralen-Stoß innerhalb der Kugel gewichtet werden, da nur der Anteil der gestoßenen Ionen auf das Partikel gelangt. Die Wahrscheinlichkeit wurde zu R_0/λ_{mfp} abgeschätzt.² Für den Korrekturterm gilt dann

$$I_{\text{kor}}^{\text{coll}} = n_i e \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \left[\pi R_0^2 - \pi r_d^2 \left(1 - \frac{e\Phi_{\text{fl}}}{k_B T_i} \right) \right] \frac{R_0}{\lambda_{\text{mfp}}}. \quad (2.10)$$

Die Autoren in Ref. [82, 83] vernachlässigten den OML-Anteil im Korrekturterm und kamen so auf den Ionenstrom auf ein Partikel im schwach stoßbestimmten Plasma mit

$$I_{i,\text{wc}} = I_{i,\text{OML}} + I_{\text{kor}}^{\text{coll}} \approx n_i e \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \pi r_d^2 \left(1 - \frac{e\Phi_{\text{fl}}}{k_B T_i} + \frac{R_0^3}{r_d^2 \lambda_{\text{mfp}}} \right). \quad (2.11)$$

Über Gl. (2.3) und (2.11) können wiederum mittels der transzendenten Gleichung $0 = I_e(\Phi_{\text{fl}}) + I_{i,\text{wc}}(\Phi_{\text{fl}})$ das Floatingpotential und die Ladung des Partikels bestimmt werden. Die Ladungsaustauschstöße im Abstand $r < R_0$ um das Staubpartikel verringern dessen Ladung, wodurch auch R_0 geringer und die Ladung wieder größer werden würden. Die Bestimmung des Gleichgewichtspotentials ist also komplizierter als im Modell mit einfachen OML-Strömen. Numerische Berechnungen [83] zeigten, dass sich für typische Bedingungen mit mikrometergroßen Partikeln der Korrekturterm in (2.11) nähern lässt zu

$$\frac{R_0^3}{r_d^2 \lambda_{\text{mfp}}} \approx 0,1 \left(\frac{e\Phi_{\text{fl}}}{k_B T_i} \right)^2 \frac{\lambda_D}{\lambda_{\text{mfp}}}. \quad (2.12)$$

Mit dieser Näherung reduziert sich das Problem auf eine transzendente Gleichung. Im Vergleich zu $Z_{d,\text{OML}} \approx 17000$ reduziert sich die Ladung nach diesem Modell auf $Z_d \approx 8000$ für dieselben Bedingungen.

Für **stark stoßbestimmte** Plasmen, in denen $\lambda_{\text{mfp}} \ll r_d$ gilt, lieferte ein Kontinuumsmodell nach Ref. [85, 86] gute Vorhersagen über das Potential und die Ladung eines Mikropartikels. Khrapak *et al.* [86] leiteten folgende Gleichung für den Ionenstrom her:

$$I_{i,\text{sc}} \approx -4\pi r_d n_i D_i \frac{e\Phi_{\text{fl}}}{k_B T_i}. \quad (2.13)$$

² Dies ist nur für $R_0 < \lambda_{\text{mfp}}$ sinnvoll.

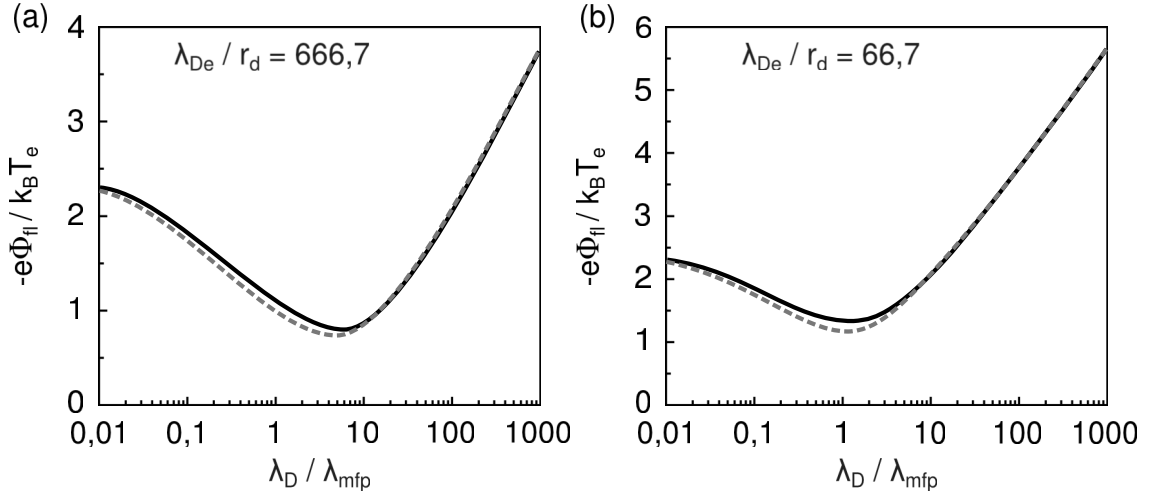


Abbildung 2.2 Vergleich einer Interpolationsformel für das Floatingpotential (gestrichelte Kurven) mit Simulationsergebnissen (durchgezogene Kurven) für (a) $\lambda_{De}/r_d = 666,7$ und (b) $\lambda_{De}/r_d = 66,7$. (Grafiken nach Ref. [84])

Dabei ist D_i der Diffusionskoeffizient der Ionen mit $D_i = \lambda_{mfp}(k_B T_i/m_i)^{1/2}$ [86]. Diese Gleichung ist im Prinzip auch für den Elektronenstrom anwendbar (entsprechend mit D_e und T_e). Der Wirkungsquerschnitt für Elektronen-Neutralen-Stöße ist jedoch aufgrund des Ramsauerminimums bei etwa 1 eV [87] so gering, dass die Elektronen als stoßfrei betrachtet werden können.

Um eine gemeinsame mathematische Beschreibung der Partikelladung für stark und schwach stoßbestimmte Plasmen sowie insbesondere für Plasmen mit $\lambda_{mfp} \approx r_d$ zu geben, schlugen Khrapak und Morfill [84] eine Formel zur Interpolation der Ionenströme zwischen dem Kontinuumsmodell (2.13) und Gl. (2.11) vor mit

$$I_{i,coll} = \left(\frac{1}{I_{i,wc}} + \frac{1}{I_{i,sc}} \right)^{-1}. \quad (2.14)$$

Abbildung 2.2 zeigt den Verlauf des normierten Floatingpotentials, berechnet über die Interpolationsformel (gestrichelte Kurven) im Vergleich mit Ergebnissen ausführlicher Simulationen des SCEPTIC³-Codes [81] (durchgezogene Kurven) für zwei Verhältnisse von λ_{De}/r_d und für $T_e/T_i = 100$. Die Grafiken zeigen, dass die Interpolationsformel trotz vieler Näherungen insbesondere für stark stoßbestimmte Plasmen mit den Simulationen gut übereinstimmt, aber auch für schwach stoßbestimmte Plasmen verwendbare Ergebnisse liefert. Letzterer Fall lässt sich analytisch noch verfeinert beschreiben [82], sodass auch dort eine gute Übereinstimmung mit den SCEPTIC-Simulationen zu erzielen ist [88]. Die Ergebnisse der SCEPTIC-Simulationen [81, 88] zeigten auch, dass die ABR-Theorie, die von einer rein radialen Bewegung der Ionen auf die Staupartikel ausgeht, nur für ein kleines Intervall der Stoßraten gültig ist. Die Autoren

³ specialized-coordinate electrostatic particle and thermals in cell

begründeten dies damit, dass bei sehr hohen Stoßraten die Stöße nicht nur die Orbitalbewegungen der Ionen unterbrechen, sondern auch ihre radiale Bewegung auf ein Partikel behindern. Daher liefert die ABR-Theorie auch für hohe Stoßraten einen zu großen Ionenstrom.

Die skizzierte analytische Herangehensweise nach Ref. [83] liefert für das Floatingpotential eines mikrometergroßen Partikels in schwach stoßbestimmten Plasmen bereits annehmbare Werte. Für diese Partikel ist $\lambda_{\text{mfp}} < r_d$ erst für etwa 10^4 Pa erfüllt. Es kann jedoch bereits für einige zehn Pascal $R_0 > \lambda_{\text{mfp}}$ gelten, sodass dann die Gültigkeit des Korrekturterms (2.10) angezweifelt werden muss. Deswegen ist für diesen Fall die Interpolationsformel (2.14), die im Vergleich mit Simulationen bestehen konnte, zu verwenden.

2.1.3 Einfluss von Plasmadriften auf das OML-Modell

Das einfache OML-Modell zur Staubaufladung sowie die diskutierten Erweiterungen zur Berücksichtigung von Ladungsaustauschstößen gehen von einem isotropen Plasma mit Boltzmann-verteilten Elektronen und Ionen aus. Diese Beschreibung wird jedoch kaum einem Laborplasma gerecht. Zum einen wird die Annahme einer Boltzmannverteilung dadurch verletzt, dass es einen zusätzlichen hochenergetischen Anteil an Elektronen gibt (vgl. Abschn. 2.3), zum anderen strömen die Ionen im Allgemeinen in eine Richtung. Für die Geschwindigkeit der Ionen v_i gilt überwiegend $v_{\text{th},i} \lesssim v_i \ll v_{\text{th},e}$, wobei $v_{\text{th},i}$ ($v_{\text{th},e}$) die mittlere thermische Geschwindigkeit der Ionen (Elektronen) bezeichnet. Somit ist davon auszugehen, dass die Annahme der Boltzmann-verteilten Elektronen nur durch den hochenergetischen Anteil verletzt wird, die Ionen aber zum Beispiel durch eine verschobene Maxwellverteilung besser beschrieben werden.

Eine einfache Berechnung des Ionenstroms auf ein Staubpartikel mit gerichteter Komponente schlugen Barnes *et al.* [89] vor: Die Autoren ersetzten die mittlere thermische Geschwindigkeit der Ionen $v_{\text{th},i} = (8k_B T_i / \pi m_i)^{1/2}$ in der Gleichung des OML-Ionenstroms (2.4) durch eine mittlere Ionengeschwindigkeit und erhielten

$$I_i = \pi r_d^2 n_i e v_s \left(1 - \frac{2e\Phi_{\text{fl}}}{m_i v_s^2} \right), \quad \text{mit} \quad v_s^2 = v_{\text{th},i}^2 + v_i^2. \quad (2.15)$$

Mit $8/\pi \approx 2$ geht diese Gleichung für $v_i \ll v_{\text{th},i}$ in den Grenzfall (2.4) über.

Für den Ionenstrom auf ein negativ geladenes Partikel lässt sich unter der Annahme der reinen Coulombwechselwirkung aber auch eine genauere Gleichung angeben [90]:

$$I_i = \pi r_d^2 n_i e v_i \left[\left(1 + \frac{v_{\text{Ti}}^2}{2v_i^2} - \frac{2e\Phi_{\text{fl}}}{m_i v_i^2} \right) \text{erf} \left(\frac{v_i}{v_{\text{Ti}}} \right) + \frac{v_{\text{Ti}}}{\sqrt{\pi} v_i} \exp \left(-\frac{v_i^2}{v_{\text{Ti}}^2} \right) \right]. \quad (2.16)$$

Hier ist $v_{\text{Ti}} = (2k_B T_i / m_i)^{1/2}$ die thermische Geschwindigkeit der Ionen und $\text{erf}()$ die Gaußsche Fehlerfunktion. Die Gleichung ist für Partikel gültig, die kleiner sind als die Abschirmlänge, was für die untersuchten Plasmen zutrifft. Für $v_i \rightarrow 0$ entspricht die Gleichung dem OML-Strom nach Gl. (2.4) und für $v_i \gg v_{\text{Ti}}$ dem Ansatz nach Barnes, Gl. (2.15). Wird dieser Ionenstrom gleich dem Elektronenstrom (2.3) gesetzt, kann, wie in Abschn. 2.1.1 beschrieben, die Partikelladung bestimmt werden.

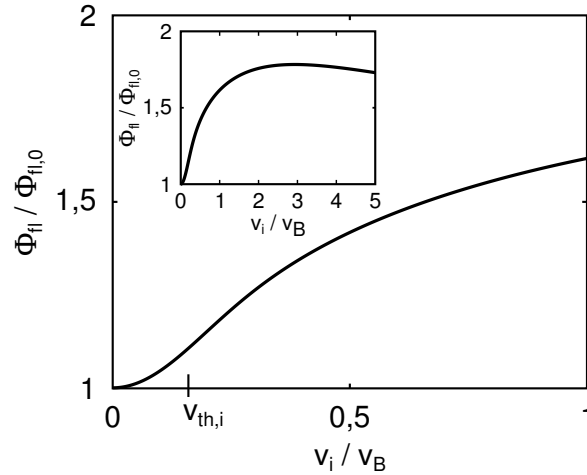


Abbildung 2.3 Änderung des Floatingpotentials mit der Ionenströmungsgeschwindigkeit v_i für Partikel der Größe $r_d = \lambda_{De}/120$ bei $T_e = 100 T_i$ in Argon.

Im Vergleich mit stoßfreien Simulationen des SCEPTIC-Codes [91] zeigte sich, dass zumindest für die dort untersuchten Parameterbereiche $T_e = (1-10) T_i$, $\lambda_{De} = (1-100) r_d$ und $m_i = m_p$ (also ein wasserstoffartiges Plasma) die analytische Gleichung eine sehr gute Näherung ist. In Simulationen mit $T_e = 100 T_i$ konnten Miloch und Block [92] für große Partikel ($r_d \approx 0,1 \lambda_{De}$) und $m_i = 120 m_e$ ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit der analytischen Beschreibung finden.⁴ Bei einer Strömungsgeschwindigkeit von etwa der zweifachen Ionenschallgeschwindigkeit, der sogenannten Bohmgeschwindigkeit $v_B = (k_B T_e / m_i)^{1/2}$, fanden die Autoren die Elektronenzahl je Partikel mehr als verdoppelt gegenüber dem stationären Plasma.

Abbildung 2.3 zeigt die Änderung des Floatingpotentials, berechnet aus den Strömen nach Gl. (2.16) und (2.3), aufgrund einer Ionenströmung für $r_d = \lambda_{De}/120 = 3,4 \mu\text{m}$ bei $T_e = 100 T_i$ und $n_e = 10^{15} \text{m}^{-3}$ in Argon. In der eingesetzten Grafik ist der Verlauf für einen größeren Bereich der Ionengeschwindigkeit dargestellt. Im Maximum bei $v_i \approx 3 v_B$ ist die Elektronenzahl je Partikel auf das etwa 1,8-Fache gegenüber dem stationären Plasma gestiegen. Bei der thermischen Ionengeschwindigkeit $v_{th,i}$ ist die Ladungszahl um etwa 10% erhöht.

Die Abhängigkeit der Partikelladung vom Ionenstrom lässt sich so erklären, dass für kleine Geschwindigkeiten der effektive Querschnitt für Ioneneinfang mit der Ionengeschwindigkeit abnimmt, sodass weniger Ionen das Partikel erreichen und somit die Ladung negativer wird. Für weiter steigende Strömungsgeschwindigkeiten verringert sich der effektive Querschnitt nicht weiter, wenn er dem Partikelquerschnitt entspricht. Folglich muss dann der Ionenstrom auf das Partikel bei zunehmender Geschwindigkeit aufgrund des erhöhten Flusses wieder steigen und das Partikel positiver werden.

⁴ Die ungewöhnliche Festlegung auf $m_i = 120 m_e$ ermöglichte eine schnellere Berechnung aufgrund einer kürzeren Ionenzeitskala.

Insbesondere in Hochfrequenzplasmen, in denen sich Staubpartikel meist in der Randschicht befinden (vgl. Abschn. 2.3), ist die Ionenströmungsgeschwindigkeit größer als ihre Schallgeschwindigkeit. Zusammen mit der Oszillation des elektrischen Feldes führt dies zu einem komplizierten Aufladeverhalten, welches in Ref. [79] ausführlich behandelt wird. Hierauf wird an gegebener Stelle näher eingegangen.

Eine analytische Beschreibung des Ionenstroms auf ein Partikel in einem (schwach) stoßbestimmten, strömenden Plasma müsste die in diesem Abschnitt und in Abschn. 2.1.2 diskutierten Effekte gleichzeitig berücksichtigen. Die Herangehensweisen sind allerdings nicht einfach zu kombinieren, da zusätzlich berücksichtigt werden müsste, dass die Ionen mit zunehmender Geschwindigkeit weniger effektiv zur Abschirmung beitragen können und deswegen die effektive Abschirmlänge zur Elektronendebyelänge hin zunehmen muss. Dadurch steigt der maximale Abstand R_0 , in dem ein Ion nach einem Stoß gefangen ist, sodass der Ionenstrom zunimmt und der Abnahme durch die erhöhte Ionengeschwindigkeit entgegenwirkt. Für niedrige Strömungsgeschwindigkeiten erscheint es daher plausibel die Korrekturen durch Strömung und erhöhte Abschirmlänge zu vernachlässigen und den Ansatz des (schwach) stoßbestimmten Plasmas mit der linearisierten Debyelänge zu verwenden.

2.2 Kräfte auf Mikropartikel

Auf die in der Entladung befindlichen Partikel wirken eine Reihe von Kräften, die von verschiedenen Potenzen des Partikelradius abhängen. Dadurch hängen sowohl so grundlegende Eigenschaften wie die Gleichgewichtsposition, als auch kompliziertere Effekte wie zum Beispiel der zentrale staubfreie Bereich (das *Void*, vgl. Abschn. 2.4.1) von der Partikelgröße ab. Im Folgenden sollen die für die verwendeten staubigen Plasmen wichtigen Kräfte diskutiert werden.

2.2.1 Auftretende Kräfte

Gravitationskraft Die Gravitationskraft, oder allgemeiner jegliche Trägheitskraft, hängt allein von der Masse ab und deswegen gilt

$$\vec{F}_a = m \cdot \vec{a} = \rho V \cdot \vec{a} \propto r_d^3. \quad (2.17)$$

Während die Gravitationskraft für die in dieser Arbeit verwendeten mikrometergroßen Staubpartikel im Labor dominiert, kann sie für Partikel mit wenigen 100 nm Durchmesser gegenüber den nachfolgend beschriebenen Kräften nahezu vernachlässigt werden.

Elektrische Feldkraft Die elektrische Feldkraft hat ebenfalls einen großen Einfluss auf das System. Nach Gl. (2.8) ist die Partikelladung proportional zum Partikelradius und deswegen gilt

$$\vec{F}_{el} = Q_d \cdot \vec{E} \propto r_d. \quad (2.18)$$

Aufgrund der hohen elektrischen Felder im Randbereich eines Plasmas ist die elektrische Feldkraft eine der wichtigsten Kräfte in komplexen Plasmen, insbesondere unter dem Gesichtspunkt des Partikeleinschlusses. Durch die nur lineare Abhängigkeit vom Partikelradius, können fast nur die hohen Randschichtfelder schwere, mikrometergroße Partikel gegen die Gravitation levitieren.

Reibung am Neutralgas Sobald das Neutralgas relativ zu den Staubpartikeln in Bewegung ist, wirkt die Neutralgasreibung in Form der Epsteinreibung [93] der Relativbewegung \vec{v}_d entgegen. Die Gleichung für diese Kraft lautet für $v_d \ll v_{th,n}$

$$\vec{F}_n = -m_d \nu_{dn} \vec{v}_d = -\delta \frac{4\pi}{3} n_n m_n v_{th,n} r_d^2 \vec{v}_d \propto r_d^2 . \quad (2.19)$$

Der Koeffizient δ berücksichtigt den Unterschied zwischen spiegelnder Streuung am Partikel ($\delta = 1$) und diffuser Streuung ($\delta \approx 1,44$). Experimente in staubigen Plasmen [94] ergaben, dass der Wert für diese Systeme zu $\delta = 1,44$ angenommen werden muss. Der erste Teil der Gleichung entspricht dem einfachen Ansatz, die Reibungskraft als Impulsänderung durch Staub-Neutralen-Stöße zu beschreiben. ν_{dn} ist die Impulsverlustrate eines Partikels in Stößen mit den neutralen Atomen und wird auch als Epsteinkoeffizient bezeichnet. Er ist abhängig vom Neutralgasdruck und von der Partikelgröße.

Ionenwindkraft Staubpartikel in Plasmen befinden sich meist in Bereichen strömender Ionen. Neben dem bereits in Abschn. 2.1.3 beschriebenen Einfluss der Strömung auf die Aufladung der Partikel, übertragen die Ionen auch Impuls und üben somit eine Kraft auf den Staub aus. Die *Ionenwindkraft* lässt sich in zwei Komponenten zerlegen: den direkten Stoßanteil F_c (englisch *collection force*) und den Orbitalanteil F_o . Durch die attraktive Wechselwirkung zwischen Ionen und Partikeln ist der Querschnitt für direkte Stöße größer als der geometrische Querschnitt. Der Orbitalanteil entsteht durch den Impulsübertrag bei Wechselwirkung über die Coulombkraft ohne einen direkten Stoß. Vor der weiteren Beschreibung der komplizierten Ionenwindkraft (vgl. Abschn. 2.2.2) sei hier festgehalten, dass über weite Bereiche gilt:

$$\vec{F}_i \propto r_d^2 . \quad (2.20)$$

Interpartikelabstoßung Zusätzlich zu den oben beschriebenen Kräften auf Einzelpartikel, beeinflussen sich die Partikel gegenseitig. Da für jedes Partikel ein Yukawapotential nach Gl. (2.1) angenommen werden kann, ist die Kraft zwischen zwei Partikeln im Abstand r_{12} gegeben durch

$$F_p = -\frac{Q_d^2}{4\pi\epsilon_0 r_{12}^2} \left(1 + \frac{r_{12}}{\lambda_D}\right) \exp(-r_{12}/\lambda_D) . \quad (2.21)$$

Für hinreichend große Abstände fällt die Kraft somit exponentiell und es bedarf nur eines flachen Einfangpotentials um mehr als ein Partikel in der Entladung zu halten.

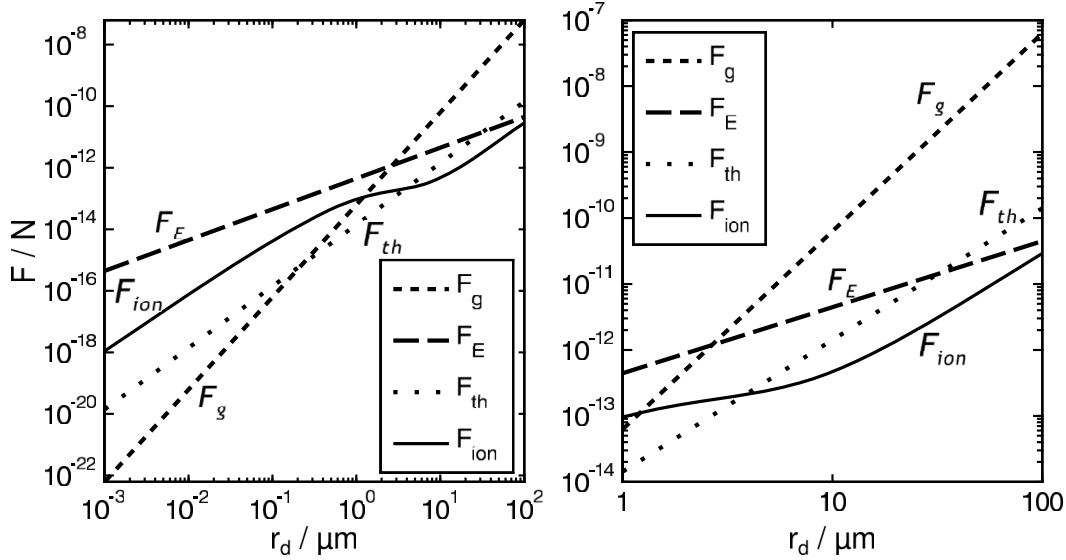


Abbildung 2.4 Kräfte auf Staubpartikel in einem Plasma in Abhängigkeit vom Partikelradius. Für die Kräfte wurden folgende Parameter gewählt: $T_e = 2 \text{ eV}$, $\Phi_{\text{fl}} = -4 \text{ V}$, $E = 1000 \text{ V/m}$, $n_{i,e} = 10^{15} \text{ m}^{-3}$, $v_i = v_{\text{th},i} = 400 \text{ m/s}$ und $\rho_d = 1500 \text{ kg/m}^3$. Die Kraft $F_{\text{th}} \propto r_d^2$ bezeichnet die thermophoretische Kraft, entstehend durch einen Temperaturgradienten, hier $\nabla T = 200 \text{ K/m}$. (Grafiken nach Ref. [95])

Ein Vergleich der Einzelpartikelkräfte ist in Abb. 2.4 (nach Ref. [95]) für typische Bedingungen abgebildet. In der Grafik ist zusätzlich die thermophoretische Kraft eingezeichnet. Diese entsteht durch einen Temperaturgradienten, hier $\nabla T = 200 \text{ K/m}$, und wirkt selbigem entgegen. Thermophorese kann zur Manipulation einer Staubwolke, zum Beispiel zur Kompensation der Gravitation, verwendet werden [62, 63]. In dem Diagramm wird die Dominanz der Schwerkraft für Mikropartikel deutlich: Während sie für die gewählten Parameter bei $1 \mu\text{m}$ etwa so groß ist wie die Ionenwindkraft, ist sie für $10 \mu\text{m}$ Radius bereits über eine Größenordnung größer als jede der anderen Kräfte.

2.2.2 Beschreibungen der Ionenwindkraft

Da die Ionenwindkraft ein wichtiger Bestandteil der in dieser Arbeit untersuchten Phänomene ist, werden im Folgenden die bestehenden Beschreibungen der Kraft skizziert.

Ionenwindkraft nach Barnes Eine erste Beschreibung der Ionenwindkraft auf Mikropartikel lieferten Barnes *et al.* [89]. Die Autoren verwendeten den Ionenstrom auf ein Partikel nach Gl. (2.15). Der Stoßanteil der Ionenwindkraft lässt sich angeben als das Produkt aus Ionenflussdichte $n_i v_s$, dem Impuls je Ion $m_i v_i$ und dem, durch attraktive Wechselwirkung vergrößerten, effektiven Einfangsquerschnitt πb_c^2 :

$$\vec{F}_c = m_i \vec{v}_i I_i / e = n_i v_s m_i \vec{v}_i \pi b_c^2, \quad \text{mit} \quad b_c^2 = r_d^2 \left(1 - \frac{2e\Phi_{\text{fl}}}{m_i v_s^2} \right). \quad (2.22)$$

Für niedrige Driftgeschwindigkeiten nähert sich die effektive Geschwindigkeit v_s der mittleren thermischen Geschwindigkeit und der Stoßanteil der Ionenwindkraft ist proportional zur Driftgeschwindigkeit v_i . Für hohe Geschwindigkeiten ist der thermische Anteil der effektiven Geschwindigkeit vernachlässigbar und die Kraft ist proportional zu v_i^2 . Der effektive Querschnitt ist dann näherungsweise durch den geometrischen Partikelquerschnitt gegeben.

Mit dem Stoßparameter für 90°-Streuung $b_{\pi/2} = Z_d e^2 / 4\pi\epsilon_0 m_i v_s^2$ berechneten die Autoren den Orbitalanteil zu

$$\vec{F}_o = n_i v_s m_i \vec{v}_i 4\pi b_{\pi/2}^2 \ln \Lambda, \quad \text{mit} \quad \ln \Lambda = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\lambda_D^2 + b_{\pi/2}^2}{b_c^2 + b_{\pi/2}^2} \right). \quad (2.23)$$

Die Größe $\ln \Lambda$ wird im Allgemeinen als Coulomblogarithmus bezeichnet und ergibt sich aus der Integration des differentiellen Streuquerschnitts über die Stoßparameter (siehe zum Beispiel Ref. [96]). In diesem Fall ist der minimale Stoßparameter gegeben durch b_c , da Ionen mit kleinerem Stoßparameter zum Stoßanteil F_c beitragen. Als obere Grenze für den Stoßparameter wurde die linearisierte Debyelänge λ_D verwendet. Letztere Annahme geht davon aus, dass Ionen, die ein Partikel mit größerem Stoßparameter erreichen, keinen nennenswerten Impuls übertragen. Für $v_i \rightarrow 0$ strebt auch der Orbitalanteil gegen null. Für sehr große Werte von v_i gilt $\ln \Lambda \approx \ln(\lambda_D/r_d)$ und $b_{\pi/2} \rightarrow 0$, sodass für sehr hohe Geschwindigkeiten der Orbitalanteil zu vernachlässigen ist. Der Verlauf des Betrags der Gesamtkraft $F_c + F_o$ nach Barnes ist in Abb. 2.5(a) (durchgezogene Kurve) dargestellt (aus Ref. [95]). Das lokale Maximum aufgrund der Orbitalkomponente befindet sich bei $v_i \approx v_{th,i}$. Die Zunahme der Kraft für $v_i \gtrsim 10v_{th,i}$ folgt aus dem zunehmenden Stoßanteil. Für die Ionenwindkraft nach Barnes in Abb. 2.5(a) wurde die Elektronendebyelänge anstatt der linearisierten verwendet, da die Abschirmung durch die strömenden Ionen umso geringer ist, je schneller die Ionen strömen [95]. Dies wird in den im folgenden Abschnitt beschriebenen Modellen ebenfalls berücksichtigt.

Ionenwindkraft nach Khrapak und Hutchinson Das Modell nach Barnes beschreibt korrekt den prinzipiellen Verlauf der Ionenwindkraft und liefert etwa die richtige Größenordnung für den Betrag. Die analytische Beschreibung lässt sich aber deutlich verfeinern, indem: 1. Ionen in einem weiteren Radius berücksichtigt werden, 2. die Abschirmlänge in Abhängigkeit von der Ionengeschwindigkeit berechnet wird und 3. die Ionen nicht monoenergetisch, sondern durch eine verschobene Maxwellverteilung beschrieben werden.

Wird für die Integration über die Stoßparameter nicht die Debyelänge als obere Grenze gewählt, sondern der Stoßparameter, für den sich ein Ion maximal bis auf eine Debyelänge annähert, lautet der modifizierte Coulomblogarithmus [97]

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{b_{\pi/2} + \lambda_s}{b_{\pi/2} + r_d} \right). \quad (2.24)$$

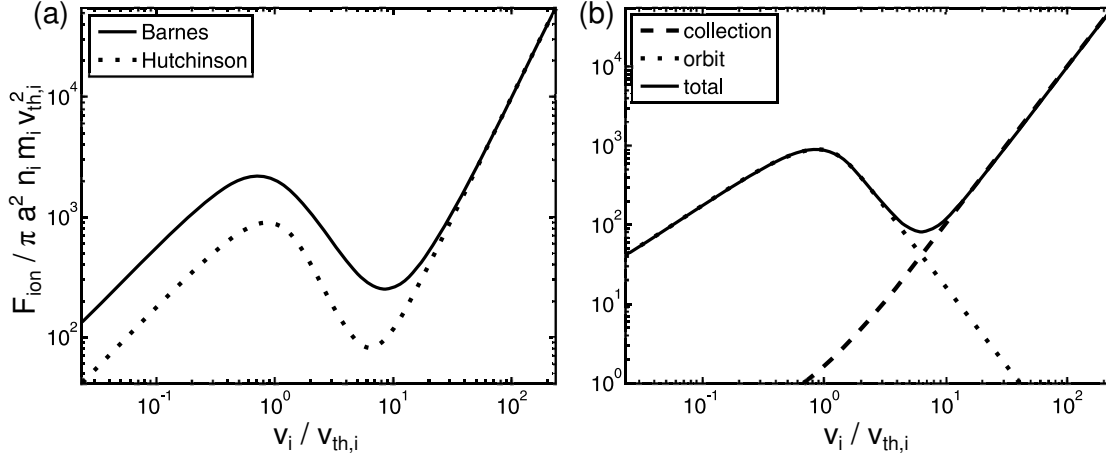


Abbildung 2.5 (a) Vergleich der Ionenwindkraft nach dem Barnes-Modells (mit $\lambda_D = \lambda_{De}$) mit dem Khrapak/Hutchinson-Modell. (b) Stoß- und Orbitalanteil der Ionenwindkraft nach dem Khrapak/Hutchinson-Modell. (Grafiken aus Ref. [95])

Die Abschirmlänge λ_s sollte geschwindigkeitsabhängig angegeben werden, da mit zunehmender Ionenströmungsgeschwindigkeit die Ionen nicht mehr effektiv zur Abschirmung beitragen können. Die effektive Abschirmlänge muss also durch eine Interpolationsformel ersetzt werden, die für niedrige Ionengeschwindigkeiten der linearisierten Debyelänge (für $T_i \ll T_e$ der Ionendebyelänge) entspricht und für hohe Geschwindigkeiten den Wert der Elektronendebyelänge annimmt [95, 98]:

$$\lambda_{\text{eff}}^2 = \frac{\lambda_{De}^2}{1 + 2k_B T_e / m_i v_s^2} + r_d^2. \quad (2.25)$$

In dieser Gleichung ist v_s^2 die in Gl. (2.15) definierte mittlere Ionengeschwindigkeit.

Wird die Ionengeschwindigkeit durch eine verschobene Maxwellverteilung beschrieben, dann lässt sich der Stoßanteil der Ionenwindkraft nach Khrapak *et al.* [99] und Hutchinson [91] angeben als

$$F_c = n_i m_i v_{Ti}^2 r_d^2 H(u), \quad (2.26)$$

wobei die Funktion $H(u)$ eine Funktion von $u = v_i / v_{Ti}$ ist mit [100, 101]

$$H(u) = \frac{\sqrt{\pi}}{2u^2} \left[u \left(2u^2 + 1 + \frac{2e\Phi_{fl}}{k_B T_i} \right) \exp(-u^2) + \left(4u^4 + 4u^2 - 1 - 2(1 - 2u^2) \frac{e\Phi_{fl}}{k_B T_i} \right) \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf}(u) \right]. \quad (2.27)$$

Somit geht in die Berechnung des Stoßanteils nur die Bestimmung des Floatingpotentials mittels Gl. (2.3) und (2.16) ein. Abbildung 2.5(a) zeigt, dass für hohe Ionengeschwindigkeiten die Beschreibung nach Barnes *et al.* [89] identisch ist mit der detaillierteren nach Khrapak *et al.* [99] und Hutchinson [91].

In der detaillierteren Herangehensweise wird der für niedrige Geschwindigkeiten wichtige Orbitalanteil beschrieben durch [91, 99]

$$F_o = 8\pi r_d^2 n_i \frac{e^2 \Phi_{\text{fl}}^2}{m_i v_{Ti}^2} G(u) \ln \Lambda , \quad (2.28)$$

mit der Chandrasekhar-Funktion

$$G(u) = \frac{1}{2u^2} \left(\operatorname{erf}(u) - \frac{2u \exp(-u^2)}{\sqrt{\pi}} \right) . \quad (2.29)$$

In den Orbitalanteil geht die Wahl des Coulomblogarithmus und dort die effektive Abschirmlänge (2.25) ein. Nach aufwendigen Simulationen mit dem SCEPTIC-Code [102, 103] verfeinerte Hutchinson [98] unter Verwendung des modifizierten Coulomblogarithmus (2.24) die Beschreibung weiter, indem er die in $b_{\pi/2}$ und λ_{eff} eingehende effektive Geschwindigkeit v_s durch eine empirische Formel, gefittet aus den Simulationsergebnissen, ersetzte:

$$v_{\text{eff}}^2 = \frac{2k_B T_i}{m_i} + v_i \left[1 + \left(\frac{v_i / \sqrt{k_B T_e / m_i}}{0,6 + 0,05 \ln(m_i / m_p) + (\lambda_{De} / 5r_d)(\sqrt{T_i / T_e} - 0,1)} \right)^3 \right] . \quad (2.30)$$

Diese empirische Formel ist nach Ref. [98] für $0,01 \leq T_i / T_e \leq 1$ und $5 \leq \lambda_{De} / r_d \leq 20$ für Argon- und Wasserstoffplasmen gültig. Für größere Verhältnisse von λ_{De} / r_d könne v_{eff} durch v_s ersetzt werden [98]. Die Formel ist dem Ausdruck für v_s aus Gl. (2.15) ähnlich, strebt aber schneller zu großen Werten, sodass sich die Abschirmlänge schon für geringere Geschwindigkeiten der Elektronendebyelänge nähert und $b_{\pi/2}$ gegen null strebt.

Abbildung 2.5(b) zeigt den Verlauf der einzelnen Komponenten der Ionenwindkraft nach Gl. (2.26) und (2.28) sowie deren Summe. Qualitativ hat die Kurve denselben Verlauf wie die Beschreibung nach Barnes (mit der Elektronendebyelänge als effektive Abschirmlänge), zeigt aber, wie in Abb. 2.5(a) zu sehen, große Abweichungen für kleine bis mittlere Ionengeschwindigkeiten. Zusammengefasst sind die Gl. (2.22) und (2.23) nach Barnes [89] aufgrund ihrer Einfachheit gut geeignet, Abhängigkeiten und Trends zu beschreiben. Für eine quantitative Angabe ist aber die differenziertere Beschreibung nach Khrapak *et al.* [99] und Hutchinson [91] mit dessen Erweiterungen [98] zu bevorzugen.

Die Ionenwindkraft $F_i = F_c + F_o$ ist ein Skalar und in dieser Form nicht zur vektoriellen Beschreibung der Kraft geeignet. Da sie in Richtung der Ionenströmung wirken muss, wäre der Richtungsvektor \vec{v}_i / v_i naheliegend. Die Ionenströmung ist in Plasmen aber auch das Resultat von elektrischen Feldern und parallel zu diesen (vgl. Abschn. 2.3.3), sodass folgende Vektorisierung verwendet wird:

$$\vec{F}_i = F_i \frac{\vec{E}}{E} = g(E) \vec{E} . \quad (2.31)$$

Die Ionenwindkraft hat somit mathematisch eine mit der elektrischen Feldkraft (2.18) vergleichbare Form.

2.3 Charakterisierung der Entladung

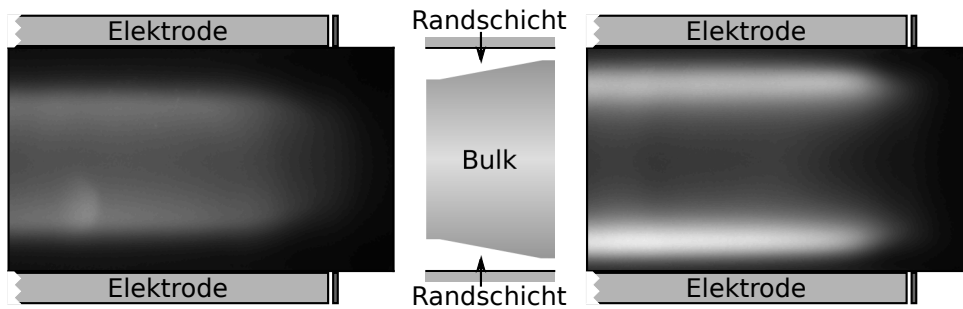


Abbildung 2.6 Parallelplattenentladung in Argon bei 15 Pa (links) und bei 50 Pa (rechts). Deutlich zu unterscheiden sind die Randschichten vom Plasmabulk.

Die Untersuchungen dieser Arbeit wurden in einer Parallelplatten-Hochfrequenzentladung durchgeführt. Die verwendete Frequenz war $f_{\text{hf}} = 13,56 \text{ MHz}$. Abbildung 2.6 zeigt Aufnahmen der Leuchterscheinung dieser Entladung bei zwei verschiedenen Drücken (15 Pa links, 50 Pa rechts). Zu sehen ist jeweils etwas mehr als die rechte Hälfte der Entladung, sodass sich das Zentrum etwa am linken Bildrand befindet. Die Elektroden befinden sich direkt ober- und unterhalb des Bildes, wie eingezeichnet. Sie sind von einem geerdeten *Guardring* umgeben, der die Ausbreitung des Plasmas zu den Seiten verhindert. Für Details zum Aufbau sei auf Kap. 3 verwiesen.

Die abgebildeten Entladungen lassen sich zunächst in zwei charakteristische Zonen unterteilen: das Bulkplasma und die beiden Randschichten vor den Elektroden. Der Bulk stellt das eigentliche Plasma dar, während die Randschichten die nicht leuchtenden Zonen sind, die den Übergang von den Elektroden zum Plasma bilden. Diese sind im Allgemeinen nicht quasineutral und es findet dort keine Ionisation statt. Für eine weitere Beschreibung der Randschichten sei auf Abschn. 2.3.1 verwiesen.

Das Plasmaleuchten im Bulk entsteht durch Stoßanregung der Neutralen durch Elektronen. Diese Anregung hängt sowohl von der Elektronendichte als auch von der Elektronentemperatur ab. Je höher die Elektronendichte ist, desto mehr Anregung findet statt und das Plasmaleuchten wird in allen Spektralkomponenten gleichermaßen heller. Ändert sich die Temperatur der Elektronen, verschieben sich auch die Verhältnisse der Spektrallinien. Werden die Elektronen zum Beispiel heißer, finden öfter Stöße statt und es werden zusätzlich Niveaus höherer Energie angeregt. Dadurch verändert sich sowohl die Helligkeit als auch die spektrale Zusammensetzung. Diese Abhängigkeiten lassen sich mit den Informationen über Lebensdauern und Anregungsquerschnitte der Spektrallinien als Diagnostik für Plasmaparameter wie Temperatur und Dichte verwenden [104].

Um die Dynamik im Plasma beschreiben zu können, wird die Plasmafrequenz benötigt. Sie wird für jede Spezies einzeln angegeben und sagt aus, bis zu welcher Frequenz die Spezies auf elektrische Felder reagieren kann:

$$\omega_{pj} = \sqrt{\frac{q_j^2 n_j}{\varepsilon_0 m_j}}, \quad j \in \{e, i, d\}. \quad (2.32)$$

In einer typischen Plasmadichte von $n_{e,i} = 10^{15} \text{ m}^{-3}$ ist die Ionenplasmafrequenz $\omega_{pi} \approx 6 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ und die Elektronenplasmafrequenz $\omega_{pe} \approx 10^9 \text{ s}^{-1}$. Die Hochfrequenz ist so gewählt, dass $\omega_{pe} > 2\pi f_{\text{hf}} > \omega_{pi}$ gilt. So können die Ionen in Bezug auf die Hochfrequenz nur auf zeitlich gemittelte Felder reagieren, während die Elektronen der Hochfrequenz folgen und damit unter anderem die Randschichtdynamik bestimmen.

Auch für die Staubpartikel lässt sich eine Plasmafrequenz berechnen: Für $n_d = 10^{10} \text{ m}^{-3}$, $Z_d = 10\,000$, $r_d = 3,4 \mu\text{m}$ und einer Materialdichte von $\rho_d = 1514 \text{ kg/m}^3$ ergibt sich eine Staubplasmafrequenz von $\omega_{pd} \approx 100 \text{ s}^{-1}$. Somit hat die Dynamik jeder Spezies eine eigene Zeitskala, die sich um mehrere Größenordnungen von denen der anderen Spezies unterscheidet. Es kann angenommen werden, dass sich eine mobile Spezies stets im Gleichgewicht mit Feldern der immobilere befindet, also quasi-instantan reagiert und nur durch gemittelte Größen auf die Dynamik der immobilere Spezies Einfluss nimmt. Ein Beispiel dafür sind die strömenden Ionen der Randschicht, die auf das mittlere Feld reagieren, das die oszillierende Elektronendichte hervorruft. Auf die Dynamik der Randschicht wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

2.3.1 Schichtdynamik

Die *Randschicht* – oder kurz: *Schicht* – einer HF-Entladung ist durch das Wechselfeld an den Elektroden geprägt. Dieses bestimmt die Dynamik der Elektronen, während die Ionen aufgrund ihrer geringeren Plasmafrequenz nur auf das zeitlich gemittelte Feld reagieren können. Zur Beschreibung der Prozesse in der Schicht sind viele Modelle, Rechnungen und Simulationen gemacht worden, eine Übersicht gibt zum Beispiel Ref. [105]. Eine viel verwendete, analytische Beschreibung lieferten Godyak und Sternberg [106]. Diese verwenden, wie andere auch [107], ein Modell der Schicht, wie es in Abb. 2.7 skizziert ist: Die Elektronen in der Schicht können dem Feld, welches durch die HF-Spannung entsteht, folgen, sodass sich bei maximaler negativer Spannung an der Elektrode die Schichtkante z_s bei $z = 0$ befindet. Im Bereich $z < 0$ befindet sich der Bulk, in dem die Quasineutralität gilt. Wird die Elektrodenspannung weniger negativ, verschiebt sich die Schichtkante in Richtung der Elektrode. Für $z < z_s$ gilt $n_e(t) = n_i$, für $z > z_s$ ist $n_e(t) = 0$. Die Elektronendichteverteilung wird also als Stufe angenommen. Für maximal positive Spannung befindet sich die Schichtkante an der Elektrode z_E . Damit ergibt sich eine mittlere Elektronendichte $\langle n_e \rangle$, die in der Schicht $z > 0$ geringer ist als die Ionendichte. Durch diesen Unterschied stellt der Raum zwischen den Elektroden eine positive Raumladungszone dar und das mittlere Plasmapotential ist größer als das mittlere Elektrodenpotential. Der Potentialverlauf in der Randschicht ist in guter Näherung parabolisch und erzeugt somit ein zur Elektrode linear

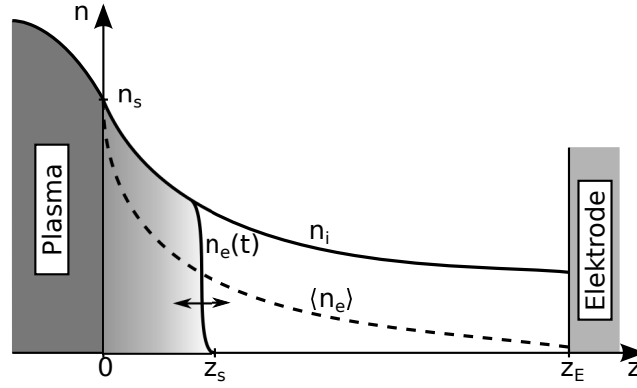


Abbildung 2.7 Modell der Randschicht eines HF-Plasmas nach Ref. [108].

steigendes elektrisches Feld, welches die Ionen aus dem Plasma auf die Elektroden beschleunigt. Es lässt sich zeigen (siehe zum Beispiel Ref. [96]), dass die Ionen an der Ionenschichtkante $z = 0$ auf die Bohmgeschwindigkeit beschleunigt sein müssen. Dies bedingt einen Spannungsabfall in der *Vorschicht* auf $\Phi(z = 0) \approx 0,5 T_e(\text{eV})$ gegenüber dem Plasmapotential Φ_p , welcher einen Abfall der Ionendichte auf das 0,6-Fache der ungestörten Dichte voraussetzt. Wegen der weiteren Beschleunigung der Ionen von der Schichtkante zur Wand und der Kontinuitätsbedingung $n_i v_i = \text{const.}$ muss die Dichte der Ionen in der Schicht weiter abnehmen.

Fällt das Elektrodenpotential nach dem Durchlaufen des Maximums wieder, breitet sich die Randschicht in Richtung Plasma aus. Diese Ausbreitung übt eine starke Beschleunigung auf die Elektronen aus, die dadurch einige 10 eV Energie gewinnen. In Analogie zum Surfer auf einer Welle werden diese Elektronen auch als *waverider* Elektronen bezeichnet. Dieser Energiegewinn erzeugt einen hochenergetischen Anteil in der Elektronenenergieverteilung, sodass diese nur näherungsweise als Boltzmannverteilung betrachtet werden kann.

Sowohl die Oszillation der Elektronendichte als auch die hohen Strömungsgeschwindigkeiten der Ionen beeinflussen die Aufladung von Staubpartikeln erheblich. Eine Analyse der Staubaufladung in der Randschicht eines HF-Plasmas wurde von Nitter [79] durchgeführt und von Melandsø *et al.* [109] weiter verfeinert. Bacharis *et al.* [110] haben zusätzlich die Einflüsse der Frequenz und der Amplitude auf die Partikelladung untersucht. In der Randschicht strömen die Ionen mit hohen Geschwindigkeiten, was den Ionenstrom auf das Partikel verringert und somit den Betrag der Partikelladung erhöht. Gleichzeitig fließt jedoch der Elektronenstrom nur zu den Zeiten auf die Staubpartikel, in denen sich Elektronen dort in der Schicht befinden, wo sich das Partikel aufhält. Dies wirkt dem Einfluss der Ionenströmung entgegen.

Abbildung 2.8(a) (aus Ref. [110]) zeigt den zeitlichen Verlauf des Partikelpotentials unter korrekter Berücksichtigung der Schichtdynamik (durchgezogene Kurve) im Vergleich mit dem klassischen OML-Modell (gestrichelte Kurve). Während die OML-Kurve nach der Einschwingphase gegen $-2,5 T_e(\text{eV})$ strebt (was nach Abschn. 2.1.1 einem Temperaturverhältnis von $T_e/T_i \approx 80$ entspricht), strebt der Mittelwert des

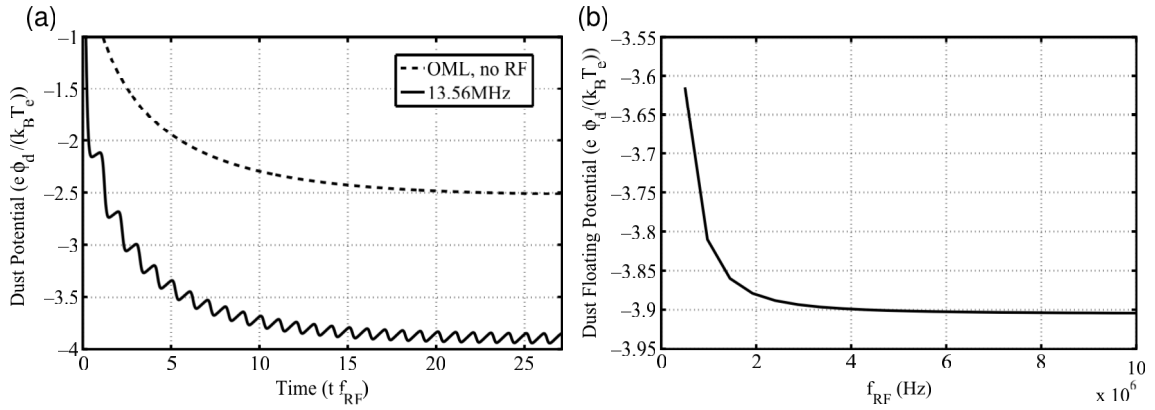


Abbildung 2.8 (a) Aufladung eines Partikels mit Radius $r_d = 15 \mu\text{m}$ in der Randschicht eines HF-Plasmas (durchgezogene Kurve) und nach dem OML-Modell eines stationären Plasmas (gestrichelte Kurve). Weitere Parameter: $T_e = 1 \text{ eV}$, $n_e = 10^{16} \text{ m}^{-3}$. (b) Abhängigkeit des Partikelpotentials von der Frequenz der Entladungsspannung. (Grafiken aus Ref. [110]. © IOP Publishing. Reproduced by permission of IOP Publishing. All rights reserved.)

Floatingpotentials eines Partikels in der Randschicht gegen etwa $-3,9 T_e (\text{eV})$, also gegen ein deutlich geringeres Floatingpotential und somit einen größeren Betrag der Ladung. Der Ripple ist darauf zurückzuführen, dass sich die Partikel nur aufladen, während sich Elektronen in der Schicht befinden. Sind die Elektronen aus dieser verdrängt, entladen sich die Partikel wieder. Abbildung 2.8(b) zeigt, dass auch die Frequenz der Entladung Einfluss auf das Floatingpotential der Partikel hat. Für Frequenzen oberhalb von 3 MHz ist der Wert aber nahezu konstant [110].

2.3.2 Der Plasmabulk

Die Elektronen, die bei der Expansion der Randschicht hohe Energien aufnehmen, geben diese Energie im Plasmabulk durch inelastische Stöße wieder ab. Der Energieverlust in elastischen Stößen ist, trotz ihrer Häufigkeit, aufgrund des geringen Massenverhältnisses zu den Ionen $m_e/m_i \ll 1$ zu vernachlässigen [108]. Die inelastischen Stöße treten im Wesentlichen in Form von Ionisation und Stoßanregung auf. Da die Elektronen ihre Energie nach einer freien Weglänge wieder abgeben, bestimmt der Gasdruck die Reichweite der hochenergetischen Elektronen. Bei ausreichend kurzer freier Weglänge können die Elektronen auch mehrfach die nötige Anregungs- bzw. Ionisationsenergie aufnehmen und wieder abgeben. Dieser Mechanismus ist bei Gasdrücken von einigen 10 Pa der dominante und wird auch Ohm'sche Heizung genannt [108]. Die Elektronen geben ihre Energie dabei nahe der Randschicht ab, sodass dort das Plasma-leuchten am hellsten zu beobachten ist. Dieses Verhalten ist in Abb. 2.6(rechts) gut zu erkennen. Bei dem niedrigeren Gasdruck, Abb. 2.6(links), sind die Intensitätsmaxima bereits weiter zur Mitte verschoben und heben sich weniger vom übrigen Plasma-leuch-

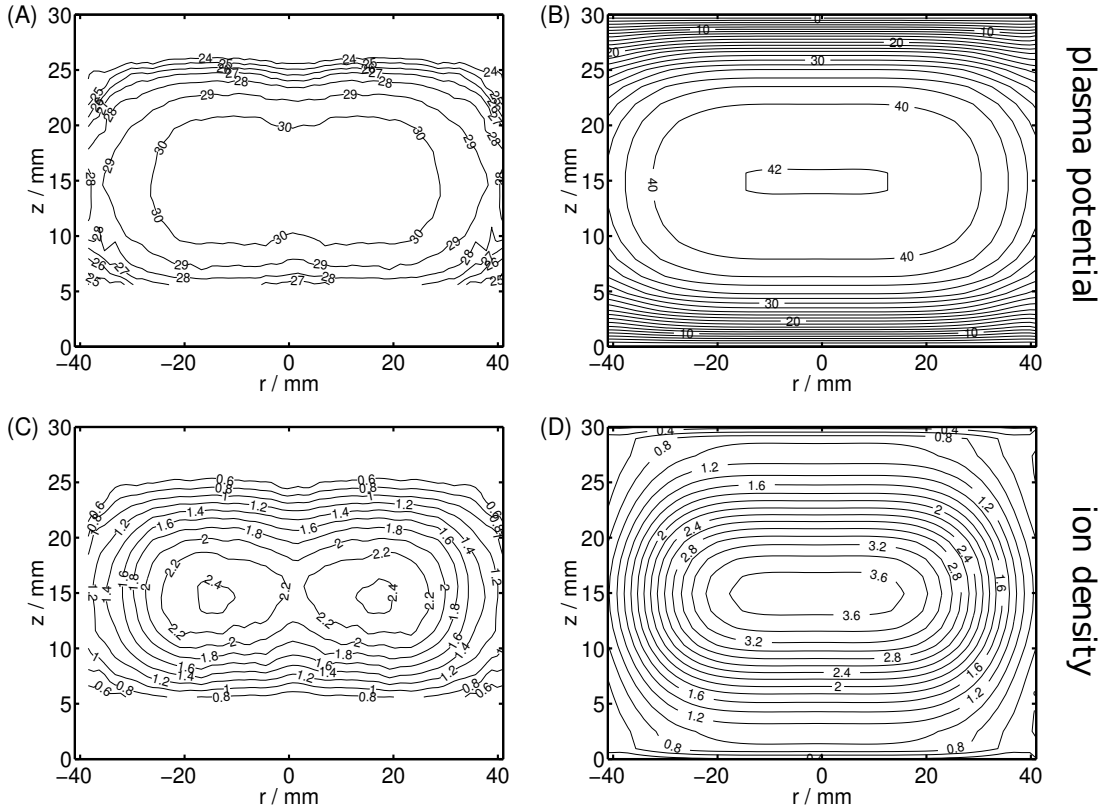


Abbildung 2.9 Messungen (links) und Simulationen (rechts) des Plasmapotentials und der Ionendichte in der *IMPF*-Kammer [111] bei 15 Pa und 55 V_{pp}. (Grafiken aus [112])

ten ab. Bei einem Gasdruck von weniger als 10 Pa ist ein Übergang zur sogenannten stochastischen Heizung [108] zu erwarten, da die freie Weglänge der Elektronen dann in der Größenordnung der Entladungsstrecke ist und Elektronen sogar zwischen den Schichten oszillieren können. Die Energie wird im gesamten Bulk deponiert.

Abbildung 2.9 (aus Ref. [112]) zeigt Messungen (A und C) und Simulationen (B und D) des Plasmapotentials und der Ionendichte bei 15 Pa und 55 V_{pp} HF-Spannung in einer Entladung, die ähnlich der in dieser Arbeit verwendeten war. Die Messungen wurden mittels Langmuirsonde durchgeführt [111, 113]. Für die Simulationen wurde die Software SIGLO2D [114] verwendet. Sowohl Plasmapotential als auch Ionendichte sind im Zentrum der Entladung am höchsten. Die Gradienten in Ionendichte und Plasmapotential erzeugen schwache Felder im Plasmabulk, die im folgenden Abschnitt beschrieben werden.

Eine Zugabe von Staub zur Entladung verändert diese, da durch die Bindung von Elektronen deren Dichte und Energieverteilung massiv beeinflusst werden. Der Einfluss kann mit einigen Vereinfachungen in Simulationen berücksichtigt werden. Die Herausforderung besteht unter anderem in den unterschiedlichen Zeitskalen der verschiedenen Spezies. Die Simulationen sagen eine Zunahme der Elektronenenergie [36, 115] und, je nach Partikelverteilung, auch eine erhebliche Zunahme der Plasmadichte [34, 35] vor-

her. Messungen durch Emissionsspektroskopie konnten diesen Einfluss bestätigen [37] und sogar einen Übergang in den sogenannten Ω -Mode beobachten [38]. Dieser ist für elektronegative Plasmen bekannt, in denen die Reduktion der Elektronendichte elektrische Felder hervorruft, die ihrerseits die Elektronen beschleunigen [116, 117].

2.3.3 Ambipolare Diffusion

In den meisten Parallelplatten-Entladungen ist die Plasmadichte, wie in Abb. 2.9(C) und (D), mittig zwischen den Elektroden maximal. Dasselbe gilt für die Elektronendichte, da im Plasmabulk Quasineutralität herrscht. Der Gradient in der Dichte erzeugt eine Diffusion der Spezies, die abhängig von ihrer Temperatur ist. Da die Elektronen heißer sind als die Ionen, diffundieren sie schneller und erzeugen dabei ein Raumladungsfeld, welches die Elektronen bremst und die Ionen beschleunigt, bis beide Spezies mit derselben Geschwindigkeit entgegen dem Gradienten diffundieren. Das erzeugte Feld wird *ambipolares* Feld und die Diffusion *ambipolare* Diffusion genannt. Das ambipolare Feld erzeugt das Profil des Plasmapotentials, wie es in Abb. 2.9(A) und (B) zu erkennen ist.

Unter der Annahme, dass die Diffusionskonstante und die Beweglichkeit der Elektronen wesentlich größer sind als die der Ionen, kann das ambipolare Feld näherungsweise beschrieben werden durch [96]

$$E_a \approx -\frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \frac{k_B T_e}{e} . \quad (2.33)$$

Dieses Feld bestimmt den Ionendiffusionsstrom aus dem Zentrum des Plasmas, der auch *Ionenwind* genannt wird und im Plasmabulk die in Abschn. 2.2.2 beschriebene Ionenwindkraft erzeugt. Die Geschwindigkeit des Ionenwindes lässt sich über das Feld und die Beweglichkeit der Ionen berechnen:

$$v_i = \mu \cdot E_a . \quad (2.34)$$

Da die Beweglichkeit μ der Ionen abhängig vom elektrischen Feld ist, muss dies nach Frost [118] berücksichtigt werden:

$$\mu(E) = \mu_0 \left(1 + \frac{aE}{p} \right)^{-1/2} , \quad \mu_0 = \frac{19,4}{p(\text{Pa})} \text{ m}^2/\text{Vs} , \quad a = 0,0351 \text{ Pa}/(\text{V}/\text{m}) . \quad (2.35)$$

Hier bezeichnet p den Neutralgasdruck. Somit ergibt sich eine Ionenflussdichte aus dem Plasma mit

$$n_i v_i = -\mu(E) \frac{k_B T_e}{e} \cdot \frac{dn_i}{dx} . \quad (2.36)$$

Die Geschwindigkeit der Ionen ist meist größer als die mittlere thermische Geschwindigkeit $v_{\text{th},i}$ und kleiner als die Schallgeschwindigkeit v_B , da diese erst an der Schichtkante erreicht wird. Der Ionenwind im Plasmabulk ist sowohl für das Phänomen des *Voids* (vgl. Abschn. 2.4.1) als auch für die *Staubdichtewellen* (vgl. Abschn. 2.5) verantwortlich.

2.4 Staubiges HF-Plasma unter Schwerelosigkeit

In einem staubigen HF-Plasma lassen sich eine Vielzahl an Phänomenen beobachten. Unter Schwerelosigkeit ist das bekannteste wohl das *Void* – ein staubfreier Bereich im Zentrum der Entladung. Den Entstehungsmechanismus und die bekannten Einflüsse auf und aus dem Void soll dieser Abschnitt zusammenfassen, da die Vorgänge im Void ein zentraler Teil der in dieser Arbeit untersuchten Fragestellungen sind.

2.4.1 Das Voidphänomen

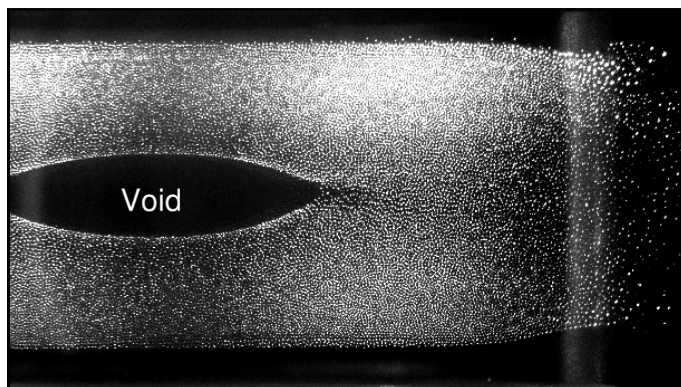


Abbildung 2.10 Staubwolke eines ausgedehnten staubigen HF-Plasmas mit zentralem Void unter Schwerelosigkeit.

Abbildung 2.10 zeigt die Staubwolke eines staubigen HF-Plasmas unter Schwerelosigkeit. Im Zentrum der Entladung, nahe dem linken Bildrand, ist ein staubfreier Bereich zu erkennen, der als *Void* [32, 52] bezeichnet wird. Dieses Phänomen tritt in Entladungen auf, in denen aufgrund von Schwerelosigkeit [52], geringer Partikelmasse [40] oder durch Thermophorese [63] die Gravitationskraft zu vernachlässigen ist. Zur Nettokraft auf die Staubpartikel tragen dann neben der Interpartikelabstoßung im Wesentlichen nur zwei Kräfte bei: die elektrische Feldkraft des ambipolaren Feldes (im Randbereich auch das Feld der Randschicht) und die Ionenwindkraft. Während das ambipolare Feld eine zum Zentrum gerichtete Kraft auf die Partikel ausübt, wirkt die Ionenwindkraft in die entgegengesetzte Richtung. Wie die Aufnahme der Staubwolke zeigt, gibt es eine scharfe Grenze, an der die Summe der Kräfte ein stabiles Gleichgewicht erzeugt.

2.4.2 Die Voidgrenze

Zur Bildung eines stabilen Voids müssen die elektrische Feldkraft und die Ionenwindkraft zwei Bedingungen erfüllen: 1. Die Kräfte müssen für eine Geschwindigkeit der Ionen betragsmäßig gleich sein. 2. Die Gesamtkraft muss stets auf die Voidgrenze gerichtet sein. Da die Ionengeschwindigkeit, wie in Abschn. 2.3 erläutert, mit dem

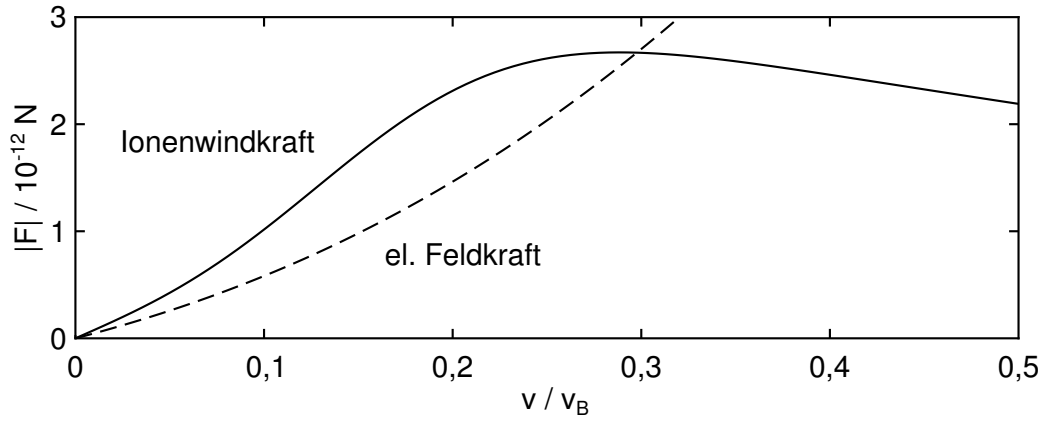


Abbildung 2.11 Vergleich der Ionenwindkraft mit der elektrischen Feldkraft auf Partikel mit $6,8 \mu\text{m}$ Durchmesser. Die Ionendichte wurde zu 10^{15} m^{-3} und die Temperatur der Elektronen (Ionen) zu 3 eV (30 meV) gewählt.

elektrischen Feld steigt und dieses zu den Elektroden hin meist monoton zunimmt, steigt die Geschwindigkeit monoton mit dem Ort. Ein Gleichgewicht für eine bestimmte Geschwindigkeit ist dann gleichbedeutend mit einem Gleichgewicht im Raum. Abbildung 2.11 zeigt, dass beide Bedingungen erfüllt sind: Dargestellt sind die Beträge der in Abschn. 2.2.2 beschriebenen Ionenwindkraft (nach Khrapak *et al.* [99] und Hutchinson [91], durchgezogene Kurve) und der elektrischen Feldkraft (gestrichelte Kurve) auf ein Partikel in Abhängigkeit der Ionendriftgeschwindigkeit. Die Kurven schneiden sich bei $v_i \approx 0,3 v_B$, also noch deutlich vor der Geschwindigkeit der Ionen an der Randschichtkante. Für größere Ionengeschwindigkeiten überwiegt die elektrische Feldkraft, für kleinere Geschwindigkeiten die Ionenwindkraft. Da die Ionenwindkraft in der Entladung in Ausbreitungsrichtung zunimmt, ist das Gleichgewicht stabil. Dass dieses genau so existiert, zeigte ein Experiment [111], welches nur wenige Partikel als Tracerpartikel einsetzte. Das Ergebnis ist in Abb. 2.12 (aus Ref. [111]) abgebildet. Bild (a) zeigt die Kameraaufnahme der Partikel, die sich aufgrund ihrer gegenseitigen Abstoßung entlang der Gleichgewichtsfläche verteilen. Da nur ein Schnitt beleuchtet wird, sind die Partikel scheinbar als dünne Kette angeordnet. Abbildung 2.12(b) zeigt dieselben Partikel in schwarz und in grau die berechnete Gleichgewichtslage. Diese wurde aus Messungen der Plasmadichte und des Potentials sowie unter Verwendung des Ionenwindes nach Barnes *et al.* [89] (vgl. Abschn. 2.2.2) ermittelt. Die Rechnungen stimmen mit den Beobachtungen überein, sodass der beschriebene Mechanismus bestätigt werden konnte.

Werden einer Entladung viele Partikel hinzugegeben, ist zusätzlich der Coulombdruck durch die Interpartikelabstoßung zu berücksichtigen und es entsteht eine Staubwolke wie zum Beispiel in Abb. 2.10. Die Partikel füllen dann ein Pseudopotential auf, dessen Form durch die Summe aus elektrischer Feldkraft und Ionenwindkraft bestimmt wird. Im Entladungszentrum ist die Gesamtkraft klein, da beide Beiträge gegen null

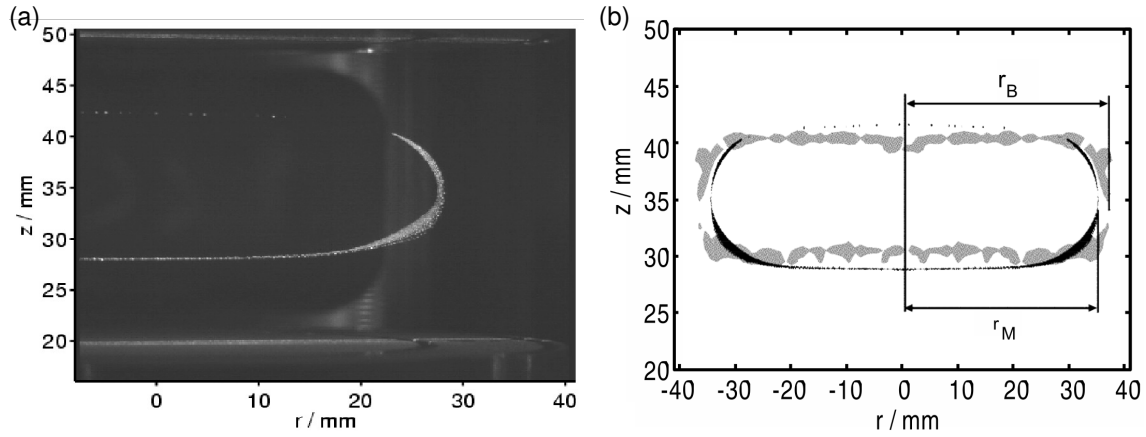


Abbildung 2.12 Die Voidgrenze (a) sichtbar gemacht mit wenigen Tracerpartikeln und (b) im Vergleich mit dem berechneten Gleichgewicht aus Sondenmessungen der Dichte und des Potentials. $n_i \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$, 15 Pa, 55 V_{pp} und $r_d = 1,74 \mu\text{m}$. (Grafiken aus Ref. [111]. © IOP Publishing. Reproduced by permission of IOP Publishing. All rights reserved.)

tendieren, während die Ionenwindkraft zu den Elektroden hin gegen die elektrische Feldkraft zu vernachlässigen ist. Das Pseudopotential wird zu den Elektroden hin nahezu unüberwindbar hoch, sodass ein Partikeleinschluss bis zu hohen Staubbichten möglich ist.

2.4.3 Voidmodelle

Das Phänomen des Voids hat viele Facetten, denen man mit analytischen Modellen möglicherweise nahe kommen könnte. Durch Abhängigkeiten von vielen Einflüssen würde ein solches Modell aber so viele Vereinfachungen benötigen, dass Simulationen des Systems eine gute Alternative darstellen. Sowohl um die Voidentstehung an sich zu erklären als auch (später) die Einflüsse von Partikeln und Void auf die Entladung zu charakterisieren, wurden zahlreiche Simulationen und Modellierungen durchgeführt. Die erste umfangreichere Theorie zum Voidphänomen und dessen Stabilität wurde von Goree *et al.* [33] aufgestellt. Die Autoren stellten Fluidgleichungen auf, die sie in den verschiedenen Zonen des staubigen Plasmas numerisch lösten. Unter Annahme einer variablen Ionisationsrate konnten sie mit ihrem Modell eine Erklärung für die Heartbeat-Instabilität (vgl. Abschn. 2.4.4) motivieren. Die ersten selbstkonsistenten Simulationen staubiger Plasmen zeigten, dass sich nur geringe Temperaturgradienten in der Entladung bilden und die thermophoretische Kraft gegenüber der Ionenwindkraft, insbesondere für die Voidbildung, zu vernachlässigen ist [119]. Spätere Simulationen [34, 115] untersuchten im Wesentlichen den Einfluss der Staubpartikel und des Voids auf die Entladung. Die Ergebnisse zeigten eine Konzentration des Plasmas

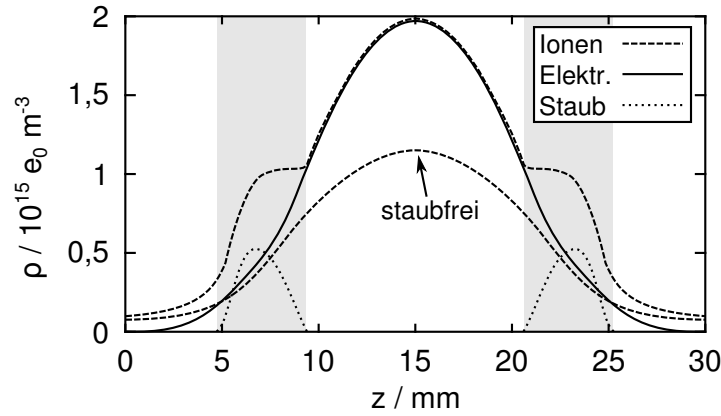


Abbildung 2.13 Schnitt der Ladungsdichteverteilungen von Elektronen, Ionen und Staubpartikeln aus einer Simulation eines staubigen Plasmas mit $r_d = 3,4 \mu\text{m}$, $p = 27 \text{ Pa}$ und $U_{\text{hf}} = 32 \text{ V}$. Zum Vergleich ist ebenfalls das Ionendichteprofil für eine staubfreie Entladung dargestellt. (Grafik nach Ref. [35]. © IOP Publishing. Reproduced by permission of IOP Publishing. All rights reserved.)

auf den Voidbereich mit einer erhöhten Plasmadichte und -temperatur. Durch Verbesserung der Modelle und insbesondere der Simulation der Ionenwindkraft sind neuere Simulationen in der Lage das Schließen des Voids bei bestimmten Parametern [35] und Gasarten [120] zu beschreiben.

In Abb. 2.13 sind Ergebnisse einer Simulation von Goedheer und Land [35] dargestellt. Die Abbildung zeigt die Ladungsdichten der drei Spezies und zusätzlich die Ionendichte der Entladung ohne Staub. Der Bereich, in dem sich Staub befindet, ist grau hinterlegt. Die Entladung ist für die PKE-Nefedov Kammer [66] simuliert, die vergleichbar mit der in dieser Arbeit verwendeten Kammer ist. Die Partikel hatten einen Radius von $r_d = 3,4 \mu\text{m}$, der Neutralgasdruck betrug 27 Pa und die HF-Spannung 32 V . Deutlich zu erkennen ist der Anstieg der Plasmadichte im Zentrum im Vergleich zur staubfreien Entladung. Die Ionendichte ist bis zum Rand erheblich erhöht, während die Elektronendichte im Bereich des Staubs vergleichbar mit der staubfreien Ionendichte ist. In dieser Entladung leisten die Mikropartikel somit einen erheblich Anteil zur Quasineutralität.

Die in Abb. 2.13 erkennbare Konzentration des Plasmas auf den Bereich des Voids ist konsistent mit früheren Simulationen von Land und Goedheer [34], die klären sollten, ob das Plasma im Void dichter oder heißer ist als in der Entladung ohne Staub. Die Simulationen ergaben, dass das Plasma im Wesentlichen auf das Void beschränkt ist und die Elektronentemperatur global höher ist als in der staubfreien Entladung, im Void aber weniger stark steigt. Demnach gewinnen die Elektronen ihre Energie in der Randschicht und dem Staubbereich und geben diese im Zentrum durch Ionisation wieder ab. Quantitativ hängt der Anstieg der Temperatur und Dichte nach Ref. [34] vom Volumen des Voids ab, wobei ein kleineres Void eine höhere Ionisationsrate und Plasmadichte bedeutet.

2.4.4 Stabilität des Voids

Void-freie Staubwolken Es ist möglich, auch Void-freie Staubwolken zu erzeugen, so gelang es Lipaev *et al.* [121] durch Reduzierung der Hochfrequenzamplitude das Void zu schließen. Die Autoren erklärten dies mit der Reduktion der Partikelladung bei Reduktion der Plasmadichte. Da das Verhältnis aus Ionenwindkraft und elektrischer Feldkraft von der Ladung abhängt, überwiegt unterhalb einer kritischen Ladung die elektrische Feldkraft für alle Ionengeschwindigkeiten. Dieses Ergebnis und dessen Erklärung wurden in einer umfassenden Simulation von Land *et al.* [120] bestätigt. Gleichzeitig wiesen die Autoren daraufhin, dass die Möglichkeit, das Void durch Reduktion der Spannung zu schließen, von der Entladungsgeometrie abhängig sei. Bei entsprechender Geometrie sei es möglich, dass die geringere Spannung eher zum Verlöschen der Entladung als zum Schließen des Voids führe.

Eine weitere Methode, das Void zu schließen, ist in Ref. [122] erwähnt. Dabei wird der aus dem Zentrum strömende Ionenwind durch ein Wechselfeld von einigen 100 Hz gestört. Auf diese hohe Frequenz können die Staubpartikel nicht reagieren. Die Ionen allerdings folgen dem Wechselfeld, sodass die Ionenwindkraft nicht mehr radial aus dem Zentrum gerichtet ist. Dadurch dominiert die elektrische Feldkraft den Partikeleinfang und es existiert keine stabile Voidgrenze mehr. Dies ist allerdings eine sehr grobe Methode, die die gesamte Entladungsgeometrie beeinflusst.

Kürzlich konnten Schmidt *et al.* [63] in einer thermophoretisch levitierten Wolke eine staubfreie, ausgedehnte Geometrie erzeugen. Die Autoren stellten fest, dass es bei geringem Gasdruck $p \lesssim 18 \text{ Pa}$ in ihrer Entladung stabile Situationen gibt, in denen das Maximum der Ionisation in einem Torus um die Staubwolke liegt, sodass der Ionenwind in das Zentrum hinein gerichtet ist.

Heartbeat-Instabilität In ausgedehnten Staubwolken mit zentralem Void wurden vielfach Kontraktionen des Voids mit Repititionsraten von wenigen Hertz beobachtet. Diese Instabilität wurde durch die schnelle Kontraktion und die niedrige Frequenz in Anlehnung an den Herzschlag *Heartbeat* genannt [39–42, 52]. Die Kontraktionen sind meist periodisch und das Auftreten hängt vom Druck, der Leistung und der Partikelanzahl in der Entladung ab [42]. Je geringer der Druck ist, desto weiter ist der Leistungsbereich für das Auftreten der Instabilität. Weiterhin tritt die Instabilität umso wahrscheinlicher auf, je mehr Partikel der Entladung hinzugefügt werden.

Die Heartbeat-Instabilität beinhaltet neben der sichtbaren Staabdynamik eine Veränderung der Entladung. Die Kontraktion der Staubpartikel geht mit einer Erhöhung des Entladungsstroms und der Leuchtintensität einher [40, 123]. Aufnahmen einer Hochgeschwindigkeitskamera des Staubs und des Plasmaleuchtens zeigten, dass der Kontraktion die Erhöhung der Leuchtintensität unmittelbar vorhergeht, wobei sich das Leuchtprofil im Void zuspitzt [123]. Mikikian *et al.* [123] kamen zu dem Schluss, dass die Ionisationsrate kurzzeitig ansteigt, wodurch sich die Voidgrenze nach innen verschiebt. Durch ihre Trägheit gelangen die Partikel bis weit ins Innere, auch wenn das Plasma bereits wieder auf den ursprünglichen Zustand relaxiert ist. Kürzlich wurde der Einfluss der Ionisationsrate weiter untersucht, indem mit einem Laser metastabile

Niveaus innerhalb des Voids beeinflusst wurden [42]. Dadurch konnte die Heartbeat-Instabilität in einer vorher stabilen Situation parametrisch angeregt werden. Außerdem schlugen Pustynnik *et al.* [42] ein Modell für den Heartbeat vor, welches von einer so groß werdenden Ionenverlustrate an der Voidgrenze ausgeht, dass diese einer Elektrode entspricht. Dies würde der Bildung einer Randschicht entsprechen und eine Beschleunigung der Ionen auf Bohmgeschwindigkeit voraussetzen. Somit würde wiederum das Gleichgewicht aus elektrischer Feldkraft und Ionenwindkraft erheblich verschoben.

2.5 Staubbichtewellen in komplexen Plasmen

In Analogie zum Mechanismus der ionenakustischen Welle – einer elektrostatischen Dichtewelle auf der Ionenzeitskala – haben Rao *et al.* [17] 1990 die Existenz einer *staubakustischen* Welle – einer Dichtewelle auf der Zeitskala der Staubpartikel – vorhergesagt. Für kleine Wellenzahlen zeigt die Dispersion einen linearen, also akustischen Zusammenhang mit der Schallgeschwindigkeit $c_{\text{daw}} = \omega_{\text{pd}} \lambda_{\text{D}}$. Die Geschwindigkeit c_{daw} wird auch *staubakustische* Geschwindigkeit genannt. Jüngere Modelle und Beobachtungen zeigten, dass das Bild einer propagierenden Dichtestörung, also einer (linearen) akustischen Welle, dem Phänomen nicht gerecht wird, sodass im Folgenden die allgemeinere Bezeichnung *Staubbichtewelle* verwendet wird [18]. Die Grundlagen sowie eine mathematische Beschreibung der Dispersionsrelation der Staubbichtewellen werden in diesem Abschnitt vorgestellt.

2.5.1 Auftreten von Staubbichtewellen

Nach der theoretischen Vorhersage durch Rao *et al.* [17] haben Chu *et al.* [124] 1994 von einer niederfrequenten Fluktuation in der Staubwolke berichtet, die von d'Angelo [125] als erste Beobachtung einer staubakustischen Mode identifiziert wurde. Staubbichtewellen wurden danach in verschiedensten Plasmen, zum Beispiel in herkömmlichen DC Plasmen [22, 28, 126], magnetisierten anodischen Plasmen [19, 23, 29] sowie in Hochfrequenzplasmen im Labor [21, 30, 127] und unter Schwerelosigkeit [27, 72, 128], beobachtet. Die Untersuchungen der Wellen umfassten die Beschreibung der Eigenschaften und des Verhaltens der selbsterregten Staubbichtewellen [19, 27, 28] sowie die Reaktion der Wellenfelder bei äußerer Modulation des Plasmas [29, 30]. Des Weiteren wurden die Wellen auch als Diagnostik, zum Beispiel für die Ladung der Partikel, eingesetzt [21, 22]. Eine umfangreichere Übersicht über die Untersuchungen der Staubbichtewellen geben die Review-Artikel in Ref. [1, 15, 129].

Ein typisches Bild einer Staubwolke mit Staubbichtewellen zeigt Abb. 2.14. Die Staubwolke befindet sich unter Schwerelosigkeit im Hochfrequenzplasma der *IMPF-K2*-Kammer (vgl. Abschn. 3.2). Wie in Abb. 2.10 befindet sich auch hier in der linken Bildhälfte das Void. Die Dichtemaxima der Wellen sind aufgrund der räumlich erhöhten Streuung des Laserlichts als helle Streifen zu erkennen. Sie sind unterhalb eines kritischen Drucks und bei einer ausreichend hohen Staubbichte selbsterregt und propagieren vom Zentrum etwa radial nach außen. Die einfache Dispersionsrelation

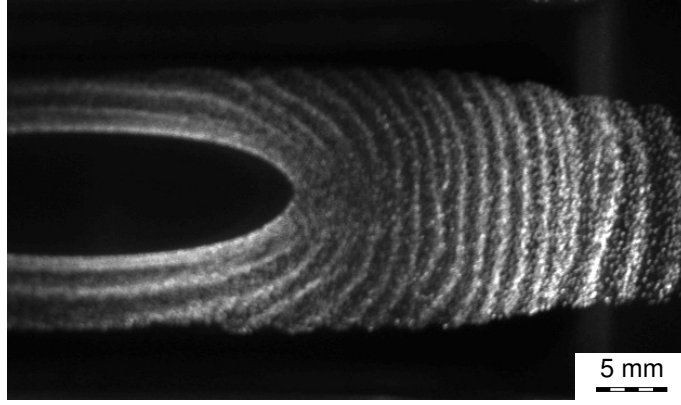


Abbildung 2.14 Bild eines Wellenfeldes von Staubdichtewellen unter Schwerelosigkeit.

nach Rao *et al.* [17] enthält weder einen Antriebs- noch einen Verlustterm, sodass das zugrunde liegende Modell zwar das Auftreten der Wellen motivieren kann, physikalisch aber schnell an seine Grenzen stößt. Ein verbessertes Modell, welches die drei geladenen Spezies als Flüssigkeit beschreibt und Stöße untereinander und mit dem Neutralgashintergrund zulässt, wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

2.5.2 Dispersionsrelation im 3-Flüssigkeitenmodell

Das erste Modell der Staubdichtewellen nach Rao *et al.* [17] vernachlässigte jegliche Plasmadriften sowie Stöße und die Dispersionsrelation war rein reell. Da der Imaginärteil einer Dispersionsrelation der Anwachsrate der Welle entspricht, kann das Modell keine selbsterregte Instabilität erklären. Durch die Erweiterung um eine Berücksichtigung von Ionenströmungen und Stößen [20, 22] können die Ionen als Energieeinträger angesehen werden und die Lösung der Dispersionsrelation wird komplex.

Zur mathematischen Beschreibung der Wellen wird hier eine Dispersionsrelation vorgestellt, die aus der Annahme der Elektronen, Ionen und Staubpartikel als Flüssigkeiten hervorgeht [130, 131]. Ansatz für die Herleitung der Dispersionsrelation bilden die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial t} n_j + \nabla \cdot (n_j \vec{v}_j) = 0, \quad (2.37)$$

die Impulserhaltung

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{v}_j + \vec{v}_j \cdot \nabla \vec{v}_j = -\frac{q_j}{m_j} \nabla \Phi - \frac{1}{n_j m_j} \nabla (n_j k_B T_j) - \nu_j \vec{v}_j, \quad (2.38)$$

und die Poissonsgleichung

$$\Delta \Phi = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e - Z n_d). \quad (2.39)$$

In der Impulserhaltung (2.38) ist bereits der Einfluss der Stöße auf die Spezies durch $\nu_j \vec{v}_j$ enthalten. Die effektive Stoßrate ν_j vereint alle Stöße, die die Spezies erfährt. Der Term $\nabla(n_j k_B T_j)$ berücksichtigt den Partialdruck der Spezies und kann für kalte Staubpartikel vernachlässigt werden ($T_d \approx 0$). Unter der vereinfachenden Annahme einer ebenen, in z -Richtung propagierenden Welle kann für das Potential, die Dichten und die Geschwindigkeiten ein Störungsansatz der Form $x = x_0 + x_1 \exp(ikz - i\omega t)$ gemacht werden. Über diesen lässt sich das Problem linearisieren. Zur Lösung des Gleichungssystems kann dann die allgemeine Dispersionsrelation für elektrostatische Wellen [130]

$$\epsilon_0(\omega, k) = 1 + \sum_{j=e,i,d} \chi_j = 0 \quad (2.40)$$

verwendet werden. Dabei sind die Suszeptibilitäten χ_j gegeben durch

$$\chi_j = \frac{\omega_{pj}^2}{k^2 v_{Tj}^2 - (\omega - kv_{j0} + i\nu_j)(\omega - kv_{j0})} . \quad (2.41)$$

Hier bezeichnen k die Wellenzahl und ω die Kreisfrequenz der Welle sowie v_{j0} die ungestörten Driftgeschwindigkeiten. Es wird hier außerdem die thermische Geschwindigkeit als $v_{Tj} = (k_B T_j / m_j)^{1/2}$ verwendet. Die ungestörten Staubteilchen befinden sich in Ruhe, sodass $v_{d0} = 0$ angenommen werden kann. Des Weiteren wird auch $v_{e0} = 0$ verwendet, wenn es sich um ein HF-Plasma handelt, da die Elektronen dann im Vergleich zu ihrer thermischen Geschwindigkeit eine geringe mittlere Strömung aufweisen. Die Kreisfrequenz der Welle ω muss nur für die Suszeptibilität des Staubs berücksichtigt werden, da sie in der Größenordnung der Staubplasmafrequenz liegt und somit in den anderen Termen gegenüber den Plasmafrequenzen der Elektronen und Ionen zu vernachlässigen ist. Über die Stoßraten ν_j geht die Wechselwirkung der Spezies untereinander und mit dem Neutralgas in die Dispersionsrelation ein. Die Elektronen sind nahezu stoßfrei, sodass $\nu_e = 0$ angenommen wird. Der Impulsübertrag der Ionen an die Neutralen und an den Staub hat die gleiche Größenordnung, somit müssen beide Beiträge berücksichtigt werden: $\nu_i = \nu_{in} + \nu_{id}$. Die Impulsübertragungsrate der Ionen an die Neutralen berechnet sich über $\nu_{in} = n_n \sigma_{in} v_i$, wobei $\sigma_{in} = 125 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ der Wechselwirkungsquerschnitt der Ionen mit den Neutralen bei Raumtemperatur ist [132, 133]. Die Impulsübertragungsrate an die Staubpartikel ergibt sich aus der Ionenwindkraft F_i unter Verwendung der Beziehungen $F_i = m_d \nu_{di} v_i$ und $\nu_{id} = \nu_{di} m_d n_d / m_i n_i$ (vgl. zum Beispiel Ref. [22]). Für die Staubpartikel hingegen liefert nur der Impulsübertrag an das Neutralgas einen nennenswerten Beitrag, sodass $\nu_d = \nu_{dn}$ verwendet werden kann. Diese Größe wird analog zu ν_{id} unter Verwendung der Epsteinreibung (2.19) bestimmt: $F_n = m_d \nu_{dn} v_d$.

Mit den Annahmen und Vereinfachungen wird die Dispersionsrelation aus Gl. (2.40) und (2.41) zu

$$0 = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{Te}^2} + \frac{\omega_{pi}^2}{k^2 v_{Ti}^2 + kv_{i0}(i\nu_i - kv_{i0})} - \frac{\omega_{pd}^2}{\omega(\omega + i\nu_d)} . \quad (2.42)$$

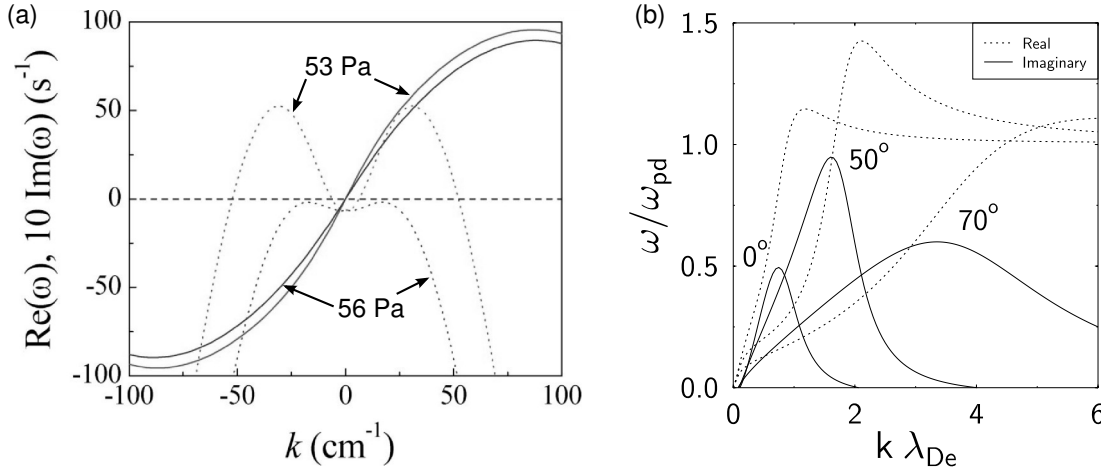


Abbildung 2.15 (a) Realteil (durchgezogene Kurven) und Imaginärteil (gestrichelte Kurven) einer Dispersionsrelation für Staubdichtewellen in einer DC-Entladung bei 53 Pa und 56 Pa. (Grafik aus Ref. [22]. Copyright (2004) by The American Physical Society.) (b) Dispersionsrelation für kleine Partikel von $r_d = 0,3 \mu\text{m}$ und $n_d = 10^{12} \text{m}^{-3}$ mit verschiedenen Winkeln zwischen Ionenströmung und Wellenrichtung. Die maximale Anwachsrate (durchgezogene Kurven) ist für 50° zu finden. (Grafik aus Ref. [134]. Copyright (2008) by The American Physical Society.)

Aus dieser Form lässt sich die Funktion $\omega(k)$ auch explizit angeben:

$$\omega(k) = -\frac{i\nu_d}{2} + \sqrt{-\frac{\nu_d^2}{4} + \frac{\omega_{pd}^2}{1 + \chi_e + \chi_i}}. \quad (2.43)$$

Dabei ist der physikalisch sinnvolle Zweig der positiven Wurzel gewählt worden. In der Gleichung wird der dämpfende Charakter der Neutralgasstöße deutlich, da der Imaginärteil der Wurzel größer sein muss als $\nu_d/2$, um eine positive Anwachsrate zu ermöglichen.

Werden Stöße und Strömungen in dem Modell vernachlässigt, vereinfacht sich die Dispersionsrelation zur staubakustischen Näherung

$$\omega^2 = \omega_{pd}^2 \left(1 + \frac{1}{k^2 \lambda_D^2} \right)^{-1}. \quad (2.44)$$

Im langwelligen Grenzfall $k^2 \ll \lambda_D^2$ gilt $\omega^2 = \omega_{pd}^2 \lambda_D^2 k^2 = c_{\text{daw}}^2 k^2$. Im kurzwelligen Grenzfall wird $\omega^2 = \omega_{pd}^2$.

Über den skizzierten Ansatz der Dispersionsrelation konnten Ratynskaia *et al.* [22] die Staublading von Partikeln abschätzen, indem sie den kritischen Druck der Selbst-erregung bestimmten und die Ladung des Modells soweit anpassten, bis die Dispersionsrelation oberhalb des gefundenen Drucks keine instabile Mode mehr aufzeigte. Ein Beispiel der von den Autoren gefundenen Dispersionsrelationen ist in Abb. 2.15(a) für zwei Drücke abgebildet. Die durchgezogenen Kurven zeigen den Realteil, der in beiden

Fällen ähnlich verläuft. Die gestrichelten Kurven stellen den jeweiligen Imaginärteil dar, der für den höheren Druck negativ bleibt. Da der Imaginärteil der Dispersion die Anwachsrate der Welle bestimmt, beschreiben die Kurven für den höheren Druck (56 Pa) eine nicht anwachsende Welle, die somit nicht selbsterregt entstehen kann. Die Kurven des niedrigeren Drucks (53 Pa) haben dagegen für einige Wellenzahlen einen positiven Imaginärteil (gestrichelte Kurve), sodass diese Moden instabil sind und selbsterregt anwachsen können.

Die oben skizzierte Dispersionsrelation ist auf eine Dimension beschränkt und müssten erweiterte Ausdrücke für die Suszeptibilitäten verwendet werden, wenn berücksichtigt werden soll, dass Wellenvektor und Ionenströmung nicht parallel zueinander sind [130]. Über einen kinetischen Ansatz konnte Rosenberg [20] zeigen, dass abhängig von der Ionengeschwindigkeit die Anwachsrate für eine schräg zu den Ionen propagierende Welle größer ist als alle anderen. Diese Vorhersage konnte später von Piel *et al.* [72, 134] experimentell bestätigt werden. Zum Vergleich mit dem kinetischen Modell erweiterten die Autoren das Flüssigkeitsmodell und konnten zeigen, dass auch dieses die Erklärungen bestätigte. Abbildung 2.15(b) zeigt die Dispersionsrelation aus Ref. [20, 134] für drei verschiedene Winkel zwischen Wellenvektor und Ionenströmung. In diesem Fall zeigte die Anwachsrate unter 50° die maximal instabile Mode.

Der hier vorgestellte Ansatz zur Lösung der Dispersionsrelation macht die Annahme kleiner Störungen, sodass das Gleichungssystem linearisiert werden kann. Die Richtigkeit dieser Annahme muss für einige beobachtete Wellen zwar in Frage gestellt werden, da sie eindeutig nichtlineare Eigenschaften aufweisen, das Modell liefert aber trotzdem wichtige Erkenntnisse über das System: Es erklärt die Existenz eines kritischen Drucks sowie die Notwendigkeit einer Ionenströmung (relativ zu den Staubpartikeln). Bei einer entsprechenden Erweiterung des Modells können die Anwachsrate der verschiedenen Ausbreitungsrichtungen eine Propagation schräg zur Ionenströmung erklären. Das Modell zeigt, dass ein lokaler Erreger einer Dichtestörung kaum in der Lage ist eine Welle weit propagieren zu lassen, solange die angeregte Mode nicht hinreichend instabil ist.

3 Experimenteller Aufbau

Die Untersuchungen dieser Arbeit sind an einem staubigen Plasma unter Schwerelosigkeit auf Parabelflügen durchgeführt worden. In diesem Kapitel werden zunächst das zum Einbau in das Flugzeug konzipierte Experiment sowie die Rahmenbedingungen eines Parabelflugs kurz vorgestellt. Des Weiteren wird die verwendete Kammer, die nötige Infrastruktur zur Plasmaerzeugung und die verwendeten Diagnostiken beschrieben, wobei die Videomikroskopie die Hauptdiagnostik darstellt.

3.1 System zum Einsatz auf Parabelflügen

Parabelflüge bieten die Möglichkeit, Messungen unter Schwerelosigkeit von mehreren Sekunden Dauer mit direkter Interaktion und hoher Wiederholrate durchzuführen. Die Anforderungen an Automation und strukturelle Stabilität unterscheiden sich dabei zum Teil erheblich von denen eines Laborexperiments. Für die Untersuchungen dieser Arbeit wurde eine Apparatur verwendet, die im Flugzeug wie in Abb. 3.1 dargestellt eingebaut wird.¹ Sie besteht im Wesentlichen aus zwei Racks, von denen das größere neben der eigentlichen Entladungskammer und den Diagnostiken die Infrastruktur zur Erzeugung eines staubigen Plasmas sowie zwei Steuercomputer enthält. Das kleinere Rack nimmt die Kameracomputer auf. Bis zu fünf Personen sind gleichzeitig an der Apparatur beschäftigt.

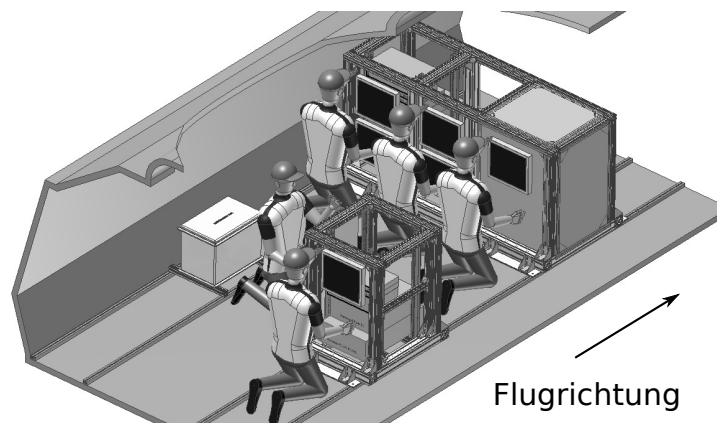


Abbildung 3.1 Schematische Darstellung des Experimentbetriebs auf Parabelflügen.

¹ Design durch Oliver Arp, 2008



Abbildung 3.2 Bild des Haupttracks mit Blick in Flugrichtung. Die Entladungskammer befindet sich im rechten Drittel.

Abbildung 3.2 zeigt eine Aufnahme des Hauptexperimenttracks. Es ist etwa 2 m breit, 1 m hoch und tief und ist 600 kg schwer. Es enthält im linken Drittel die Steuercomputer, die Hochfrequenzgeneratoren und die I/O-Schnittstellen für Datenerfassung und Experimentsteuerung. In der Mitte befindet sich die Vakuuminfrastruktur (Pumpe, Flussregler und Gasversorgung) sowie eine zentrale Spannungsversorgung und diverse Steuerboxen, zum Beispiel für die Staubdispenser (vgl. Abschn. 3.2). Im rechten Drittel, dem Laser-sicher verschlossenen *Containment*, befinden sich die Entladungskammer mit den Kameradiagnostiken und die Peripherie, die unmittelbare Nähe zur Kammer benötigt. Da die Rackstrukturen aus Sicherheitsgründen maximal $9g$ Beschleunigung aushalten müssen, sind die Strukturen entsprechend massiv und machen ein Drittel der Gesamtmasse aus.

Die Experimente wurden auf Parabelflügen des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) mit einem Airbus A300 unter Regie der Firma Novespace durchgeführt. Zur Erzeugung der Schwerelosigkeitsbedingung im Experiment wird in 6,5 km Flughöhe das Flugzeug soweit nach oben gezogen, dass es in 7,5 km Höhe einen etwa 45° Anstellwinkel erreicht. Ab dieser Fluglage wird die Bahn gemäß einer Wurfparabel mit dem Scheitelpunkt in 8,5 km Höhe gesteuert, bis der Anstellwinkel -45° beträgt. Danach wird die Fluglage wieder stabilisiert. Beim Hochziehen und Auffangen ist die Schwerebeschleunigung² $a_z \approx 1,8g$, in der Parabel werden Flugbahn und Geschwindigkeit so geregelt, dass $a_z = (0,00 \pm 0,05)g$ beträgt. Die Phase der Schwerelosigkeit dauert 22 s. Zwischen zwei Parabeln gibt es eine Pause von einer Minute, alle fünf Parabeln eine längere Pause. Insgesamt umfasst ein Flugtag 31 Parabeln und jede Kampagne drei Flugtage. Das Experiment, wie es Abb. 3.1 und 3.2 zeigen, ist seit 2008 mit einigen Modifikationen jährlich auf einer Kampagne eingesetzt worden.

² Schwerebeschleunigung $1g = 9,81 \text{ m/s}^2$

Die Qualität der Schwerelosigkeit wird von Novespace auf $\pm 0,05 g$ angegeben. Durch Turbulenzen in der Atmosphäre treten oftmals vertikale, selten auch horizontale Beschleunigungen auf. Es werden Beschleunigungsdaten von Novespace zur Verfügung gestellt, die mit 16 Hz aufgezeichnet wurden. Des Weiteren befindet sich nahe der Entladungskammer ein eigener Beschleunigungssensor für alle Raumrichtungen, der mit 1 kHz aufzeichnet. Da bereits geringe Beschleunigungen das Kräftegleichgewicht im staubigen Plasma beeinflussen, sind die Messungen zum Teil durch den Einfluss sogenannter *Restgravitation* überlagert. Dies und die beschränkte Zahl an Parabeln reduziert die Möglichkeiten von Parametervariationen wie sie in Labormessungen möglich sind.

Im Gegensatz zu Messungen auf der Internationalen Raumstation ISS [41, 66, 128, 135], bei denen die Schwerelosigkeit ungestört und nahezu unbegrenzt lange nutzbar ist, haben die Experimente auf Parabelflügen den Vorteil einfacher zugänglich und kurzfristiger konfigurierbar zu sein. Das ermöglicht neben dem spontanen Anpassen der Messpläne durch die Wissenschaftler auch den Einsatz modernster Komponenten. Über Thermophorese kann auch im Labor die Gravitation für genau eine Partikelgröße kompensiert werden [62], sodass ohne nennenswerten Aufwand ausgedehnte Staubwolken untersucht werden können [21, 63]. Allerdings wird dem System eine zusätzliche Kraft hinzugefügt, die bei Inhomogenitäten im Kraftfeld Störungen erzeugt und deren Erzeugung auch einen Einfluss auf das Plasma an sich hat [64]. Die verschiedenen Möglichkeiten zur Untersuchung ausgedehnter staubiger Plasmen bieten somit jeweils Vor- und Nachteile und sollten ergänzend eingesetzt werden. Für die Ziele der vorliegenden Arbeit sind Parabelflüge ideal, da einerseits ein Einfluss durch Thermophorese unerwünscht war und andererseits die Möglichkeit, die Diagnostik zur simultanen Beobachtung von Staub und Plasmaleuchten (vgl. Abschn. 3.3) zwischen zwei Kampagnen zu verbessern, einen nennenswerten Fortschritt in der Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Staubdichtewellen und Plasma zulässt.

3.2 Das Entladungssystem

Entladungskammer Die für die vorliegende Arbeit verwendete Entladungskammer ist die *IMPF-K2*³-Kammer. Sie ist eine in der Elektrodenkonfiguration veränderte Version der *IMPF*-Kammer [111]. Die Kammer ist in Abb. 3.3(a) als CAD-Zeichnung dargestellt. Einen schematischen, vereinfachten Querschnitt zeigt Abb. 3.3(b). Der Durchmesser der Elektroden beträgt 80 mm und der Elektrodenzwischenraum 30 mm. Damit das Plasma sich nicht zu den Seiten hin ausbreitet, sind die Elektroden von einem geerdeten *Guardring* umgeben. Die Elektroden bestehen aus ITO⁴-beschichtetem Glas. Die Beschichtung ist durchsichtig, aber elektrisch leitend, was eine Beobachtung des Entladungszwischenraums von oben ermöglicht. Neben dem Fenster befinden sich im Deckel vier Staubdispenser und die elektrische Vakuumdurchführung für die obere Elektrode. Um den Elektrodenzwischenraum sind vier weitere Fenster als optische Zu-

³ International Microgravity Plasma Facility - Kiel 2

⁴ Indium-Zinn-Oxid

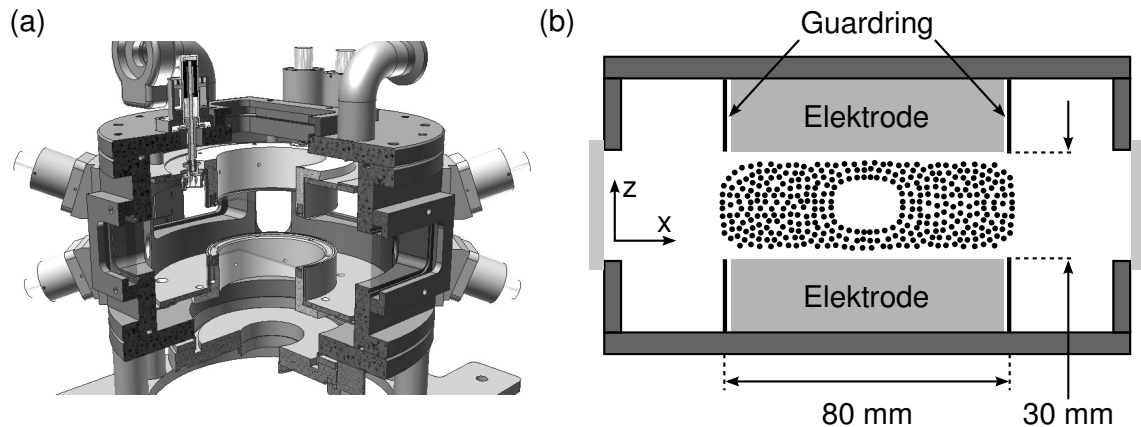


Abbildung 3.3 (a) CAD-Zeichnung der Entladungskammer. (b) Querschnittsskizze durch das Zentrum des Entladungsraums. Zur Veranschaulichung ist eine Staubwolke angedeutet.

gänge in die Kammerwand eingelassen. An den Ecken zwischen den Fenstern befinden sich Zugänge für eine Sondendiagnostik und weitere Staubdispenser. Die elektrische Kontaktierung der unteren Elektrode sowie der Gas- und Vakuumanschluss befinden sich im Boden der Kammer.

Hochfrequenzbetrieb Die beiden Elektroden werden im Push-Pull-Mode betrieben, also mit 180° Phasenverschiebung zwischen den Spannungen. Dadurch entspricht die maximale Spannung zwischen den Elektroden dem Spitze-Spitze Wert der Hochfrequenz. Diese wird bei einer Frequenz von $f_{\text{HF}} = 13,56 \text{ MHz}$ betrieben und typische Spannungen sind 60 V_{pp} bis 90 V_{pp} .

Die Hochfrequenz des Generators wird über einen Balun symmetrisiert und kapazitiv an die Elektroden angeschlossen. Eine mittlere Gleichspannung zwischen Elektroden und Masse – der sogenannte *Selfbias* – wird entweder über Widerstände unterdrückt oder kann zur Beeinflussung der Entladung durch *Biasmodulation* mit bis zu 150 V Amplitude niederfrequent moduliert werden.

Um die Impedanz des Gesamtsystems so an die Ausgangsimpedanz des HF-Generators anzupassen, dass möglichst wenig Leistung zum Generator reflektiert wird, ist zwischen Balun und Generator eine Matchbox mit LC-Gliedern integriert. Nahe der Entladungskammer werden die Hochfrequenzamplituden der Spannung und des Stroms mit einer Frequenz von 1 kHz aufgezeichnet. Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses wurde meist aus den gemessenen Signalen der gleitende Mittelwert von zehn aufeinanderfolgenden Messwerten gebildet.

Drucksystem Als Arbeitsgas wird in dem Experiment Argon bei einem Druck zwischen 10 Pa und 50 Pa eingesetzt. Um ein ausreichend reines Argonplasma zu erzeugen, wird vor der Argonzugabe ein Basisdruck von etwa 10^{-2} Pa erzeugt. Der Gasdruck wird bei fest eingestelltem Gaszufluss von meist 0,5 sccm über ein regelbares Ventil vor der Pumpe geregelt. Neutralgasflüsse innerhalb der Kammer werden minimiert, indem der Zu- und Abfluss über denselben Kammerflansch im Boden stattfindet und somit allenfalls bei Druckänderungen ein Neutralgasfluss in der Kammer zu erwarten wäre.

Staubpartikel Zu Beginn jeder Parabel werden, sobald Schwerelosigkeitsbedingungen herrschen, mikrometergroße Partikel in die Entladung injiziert. Die Partikel sind monodisperse Forschungspartikel aus Melaminharz (MF). Die Partikelgröße der Untersuchungen dieser Arbeit war meist $(6,84 \pm 0,07) \mu\text{m}$ und es wurden Staubbichten von der Größenordnung 10^{10} m^{-3} bis 10^{11} m^{-3} erreicht. Am Ende jeder Parabel fallen die meisten Partikel aus der Entladung, da es zuviele sind, als dass alle durch das Randschichtfeld vor der unteren Elektrode levitiert werden können.

Um die Partikel in die Entladung zu bringen wurden Dispenser verwendet, die im Zentrum einen Eisenkern haben, der elektromagnetisch aus dem Gehäuse bewegt werden kann und ohne Stromfluss per Feder zurückgehalten wird. Am Ende des Eisenkerns ist ein Behälter mit Sieb montiert, der die Staubpartikel enthält. Der Stromfluss wird mit 10 Hz geschaltet, sodass der Behälter ähnlich einem Salzstreuer geschüttelt wird und dadurch Partikel einschleut. An der Kammer sind acht Dispenser montiert, die insgesamt mit maximal zwei verschiedenen Staubsorten (je vier Dispenser mit einer Sorte) gefüllt werden. Vier der Dispenser sind, wie in Abb. 3.3(a) zu erkennen, radial außerhalb des Elektrodenzwischenraums angebracht, weitere vier im Deckel der Kammer. Die Injektion der Staubpartikel wird manuell getriggert. Die injizierte Staubmenge wird primär über die Einschussdauer von etwa 0,5 s bis 3 s geregelt. Die tatsächlich im Plasma deponierte Staubmenge ist aber zusätzlich davon abhängig, ob und in welcher Stärke noch Restgravitation während des Einschusses vorhanden war. Daher muss die Staubmenge (oder ein Maß für dieselbe) bei Bedarf aus Messungen abgeleitet werden (vgl. dazu auch Abschn. 5.1 und Abschn. 6.2).

Neben den einfachen MF-Partikeln kommen auch fluoreszenzmarkierte Partikel mit demselben Durchmesser zum Einsatz. Werden die markierten Partikel in kleinem Verhältnis beigemischt, kann durch Beobachtung der fluoreszierenden Partikel die für die Kameras sichtbare Dichte reduziert werden [136]. In hohen Partikeldichten wie zum Beispiel in Staubbichtewellen ist die Dynamik einzelner Partikel kaum dreidimensional auflösbar, kann aber mithilfe der fluoreszenzmarkierten Partikel zugänglich gemacht werden [136, 137].

3.3 Optische Diagnostiken

Zur Diagnostik der Dynamik des staubigen Plasmas werden am *IMPF-K2*-Experiment drei verschiedene Kamerasysteme eingesetzt. Zwei davon sind in Abb. 3.4 schematisch skizziert: Eine Kombination aus zwei Kameras beobachtet simultan eine Hälfte des Plasmaleuchtens und der Staubwolke. Eine höher auflösende Hochgeschwindigkeitskamera ist in drei Richtungen verfahrbar und kann verschiedene Regionen der Staubwolke aufzeichnen. Das dritte System (nicht abgebildet) besteht aus drei Kameras, die auf ein Volumen der Wolke gerichtet sind, um in diesem die dreidimensionale Dynamik einzelner Partikel aufzuzeichnen. Dieses Stereoskopiesystem wurde an der Universität Greifswald entwickelt und eingesetzt [138, 139].

Um die Staubpartikel für die Kameras sichtbar zu machen, werden sie mit Lasern beleuchtet und das Streulicht aufgezeichnet. Für die 2D-Diagnostiken wird ein Festkörperlaser mit einer Wellenlänge von 532 nm und einer Leistung von maximal 1 W verwendet. Der Strahl wird auf wenige 100 μm Durchmesser reduziert und mittels Liniengenerator aufgefächert. Durch Blenden wird der Fächer soweit begrenzt, dass er den Elektrodenzwischenraum vollständig beleuchtet, aber keine hellen Reflexe auf den Elektroden erzeugt.

Simultane Staub- und Plasmabeobachtung Zur simultanen Aufzeichnung des an den Partikeln gestreuten Lichts und des Plasmaleuchtens (engl. *glow*), sind zwei Kameras über einen halbdurchlässigen Spiegel (Strahlteiler) auf denselben Bereich gerichtet (vgl. Abb. 3.4 links). Die Optiken werden auf die Ebene des Laserfächers fokussiert. Die Kameras sind CCD-Kameras vom Typ Prosilica GE680. Sie bieten eine Auflösung von 640×480 Pixel, bei 12 bit und werden mit Bildraten von meist 80 fps betrieben.

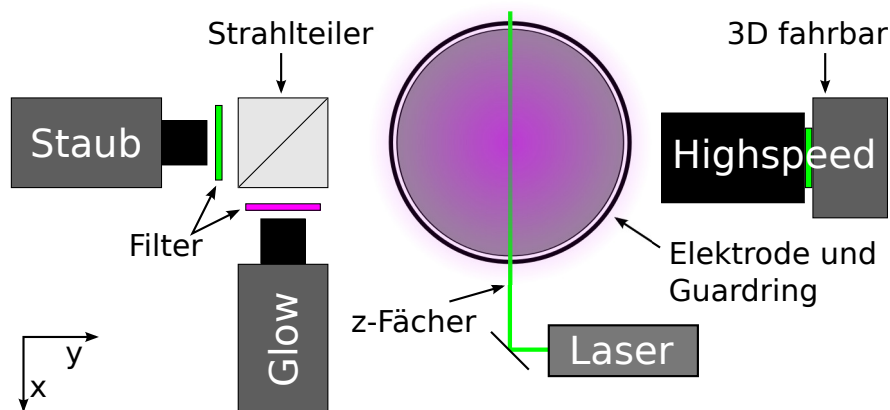


Abbildung 3.4 Schematische Übersicht über das optische System zur Beobachtung des Plasmaleuchtens und der zweidimensionalen Staubdynamik.

Die Optiken sind so gewählt, dass eine Auflösung von etwa $80\text{ }\mu\text{m}/\text{Pixel}$ erreicht wird. Mit diesen Werten ist die Diagnostik vor allem auf die Beobachtung der Staubbichte ausgelegt, da die Dichten zu hoch sind um bei dieser Auflösung einzelne Partikel zu verfolgen.

Zur getrennten Aufzeichnung des Streulichts und des Plasmaleuchtens wird ein Interferenzfilter vor der *Staubkamera* und ein Notchfilter vor der *Glowkamera* verwendet. Das Interferenzfilter transmittiert nur das Licht des Lasers bei 532 nm , während das Notchfilter diese Wellenlänge blockt und das übrige Licht transmittiert. Das Argonplasma zeigt einige Spektrallinien im blauen und intensivere im roten bis nahen infraroten Bereich und ist somit klar von dem grünen Laser zu trennen. Da das Plasma nur schwach leuchtet, wird an der Glowkamera ein besonders lichtstarkes Objektiv mit Blendenzahl $f/0,95$ eingesetzt. Die kleine Blendenzahl hat zusätzlich den Effekt, dass die Schärfentiefe auf ein Minimum reduziert wird. Im Gegensatz zu den Staubpartikeln emittiert das Plasma im gesamten Volumen statt aus einer 2D-Schicht, sodass Informationen, die vor und hinter der Schärfenebene liegen noch zur Intensität beitragen (vgl. Abschn. 7.2).

Hochgeschwindigkeitskamera In Ergänzung zu den langsamen Kameras mit großem Sichtfeld ist ihnen gegenüber eine Hochgeschwindigkeitskamera installiert (vgl. Abb. 3.4 rechts). Es handelt sich um die CMOS-Kamera *EoSens*[®] CL der Firma Mikrotron. Die Kamera bietet 1280×1024 Pixel, bei 8 bit und schafft bei voller Auflösung eine Bildrate von 506 fps. Bei Reduktion der Zeilen können bis zu 120 000 fps erreicht werden. In den Untersuchungen an staubigen Plasmen wurden bis etwa 2000 fps aufgenommen. Das optische System an der Kamera erzeugt eine Auflösung von etwa $13\text{ }\mu\text{m}/\text{Pixel}$. Kombiniert mit der hohen Bildrate bietet dies die Möglichkeit, Partikel in der 2D-Schicht des Lasers zu verfolgen und so die Dynamik des Staubs auf mikroskopischer Ebene zu untersuchen. Um die Partikel mit einem optimalen Kontrastverhältnis zu beobachten, befindet sich in der Optik der Hochgeschwindigkeitskamera ebenfalls ein Interferenzfilter für die Wellenlänge des Lasers.

4 Vortices in staubigen HF-Plasmen

Im folgenden Kapitel werden die Antriebsmechanismen selbsterregter, großskaliger Wirbelströmungen in ausgedehnten staubigen Plasmen, sogenannter *Vortices*, untersucht. Das Ziel ist, eine Erklärung für den Drehsinn der meist als Doppelvortex auftretenden Strömungen zu finden und einen Ansatz zur Beschreibung komplizierterer Topologien zu geben. Die Ergebnisse dieses Kapitels wurden in ähnlicher Form in Ref. [73] veröffentlicht.

In Abschn. 2.4 wurde bereits gezeigt, dass die Bilanz der Kräfte auf Staubpartikel in HF-Plasmen unter Schwerelosigkeit ein stabiles Gleichgewicht ergibt und so die Bildung des Voids bestimmt. Dessen Topologie wird durch die Summe aus elektrischer Feldkraft und Ionenwindkraft festgelegt: Werden nur wenige Staubpartikel injiziert, ordnen sich diese entlang der Gleichgewichtsfläche an. Werden viele Partikel injiziert, füllen die Partikel aufgrund der gegenseitigen Abstoßung ein Volumen aus, dessen Konturen durch die elektrische Feldkraft, die Ionenwindkraft und zusätzlich durch die Yukawa-Wechselwirkung geformt werden.

Während die Kraftbilanz die Kontur und die Dichte der Staubwolke vorgibt, wird die Dynamik im Inneren der Wolke durch den räumlichen Verlauf der Kraftfelder bestimmt. So ist zu erwarten, dass nicht-konservative Felder wirbelartige Partikelströme (*Vortices*) antreiben können. Diese wurden in 2D Staubschichten [51, 140], vor allem aber in ausgedehnten Staubwolken [52, 56, 57, 66] und in Simulationen [55, 58, 59, 141] beobachtet. Dabei traten die Vortices aufgrund der Entladungssymmetrie meist paarweise auf und zeigten selten auch kompliziertere Strukturen wie zum Beispiel in Ref. [52].

Abbildung 4.1(a) zeigt eine Staubwolke aus $6,8\,\mu\text{m}$ großen Partikeln bei 17 Pa und 69 V_{pp} in der *IMPF-K2*-Kammer, die sehr homogen ist und nur an den Rändern eine geringe Wellenaktivität zeigt, sodass in der markierten Region langsam rotierende Vortices entsprechend der Pfeile beobachtet werden können. Die Pfeile deuten die in den vorliegenden Experimenten am häufigsten beobachtete Topologie an, bei der ein Doppelvortex auftritt, in dessen Mittelebene die Partikel radial auswärts strömen. Der weiß gepunktete Rahmen markiert den später zur Analyse verwendeten Bereich (RoI¹) von hier 243×229 Pixeln.

¹ region of interest

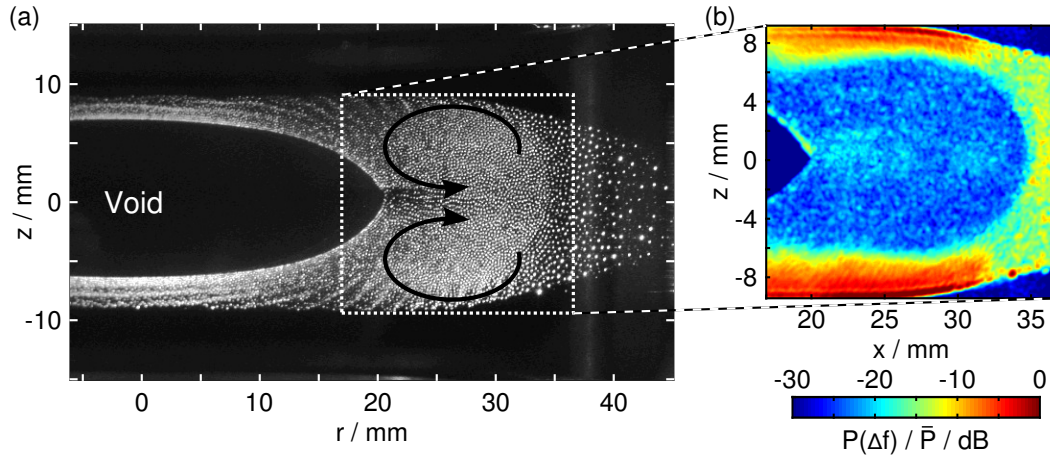


Abbildung 4.1 (a) Übersicht einer typischen Situation (fast) ohne Staubbichtewellen. In der markierten Region sind Vortices der angedeuteten Polarität zu beobachten. Der weiß gepunktet markierte Rahmen umfasst die RoI zur späteren Analyse. (b) Räumliche Verteilung der spektralen Leistung der Wellen $P(\Delta f)$. (Grafiken nach Ref. [73])

Bei größeren Staubbichten und/oder niedrigerem Druck würden Staubbichtewellen radial außerhalb des Voids die Dynamik bestimmen. Um die langsamere Dynamik der Vortices zu untersuchen, wurden die Experimente dieses Kapitels bei ausreichend niedrigen Staubbichten bzw. ausreichend hohem Neutralgasdruck durchgeführt, sodass die Wellenaktivität minimiert ist. Untersuchungen zu Staubbichtewellen finden sich in Kap. 5 bis 7.

Zur Demonstration, dass die an den Rändern auftretenden Wellen keinen Einfluss auf die Dynamik in der Mitte der RoI haben, zeigt Abb. 4.1(b) die spektrale Leistung $P(\Delta f)$ in einem Frequenzintervall von 1,5 Hz um die Wellenfrequenz von hier 10,5 Hz. Die spektrale Leistung ist auf die mittlere Gesamtleistung \bar{P} im Wellenfeld normiert. Im Zentrum, wo die Vortices beobachtet werden, ist die Wellenintensität um mehr als 20 dB niedriger als im Wellenfeld am Rand, sodass eine Beeinflussung im inneren Bereich ausgeschlossen werden kann.

Für die Entstehung solcher Vortices sind verschiedene Erklärungen vorgeschlagen worden: Vulina *et al.* [54, 56] erklärten die Vortices mit einem Ladungsgradienten in Anwesenheit einer nicht-elektrostatischen Kraft. Das vorgeschlagene Modell war in der Lage unter der Annahme eines Ladungsgradienten Beobachtungen [56, 142] zu erklären. Andere Experimente [52] zeigten jedoch auch den entgegengesetzten Drehsinn der Vortices. Vulina *et al.* [54, 56] vernachlässigten dabei die Ionenwindkraft. Akdim und Goedheer [55, 59] zeigten mittels selbstkonsistenter Simulationen, dass das Kraftfeld aus elektrischer Feldkraft und Ionenwindkraft nicht notwendigerweise konservativ sein muss und daher einen Vortex treiben kann. Der gefundene Antrieb konnte den Drehsinn der in Ref. [52] beobachteten Vortices erklären. Zwar wurde in den Simulationen die Ladung ortsabhängig berechnet und schloss daher auch Ladungsgradienten nicht aus, die Autoren kamen aber zu dem Fazit, dass dieser nicht ausreicht, um Vortices zu

treiben. Uchida *et al.* [140] konnten Vortices in einer 2D Staubschicht ohne Berücksichtigung von Ladungsgradienten erklären. In numerischen Modellierungen berechneten die Autoren die Ionenwindkraft und zeigten, dass die Rotation dieser Kraft bereits die Vortices erklären kann.

Im Folgenden wird zunächst der Vortexantrieb unter Verwendung der Vortextransportgleichung auf einen einheitlichen Formalismus reduziert. Anhand eines einfachen Entladungsmodells wird dann die Entstehung eines Vortex demonstriert. Unter Verwendung ausgefeilterer Modelle und durch Vergleiche mit experimentellen Daten lassen sich die Einflüsse von Ladungsgradienten und Ionenwindkraft auf die Topologie der Vortices verdeutlichen.

4.1 Antrieb eines Vortex

Die Staubpartikel eines komplexen Plasmas können aufgrund ihrer starken Kopplung in guter Näherung als inkompressible Flüssigkeit betrachtet werden. Deren Dynamik wird im Allgemeinen von der Navier-Stokes-Gleichung beschrieben:

$$\rho_d \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right) = -\nabla p + n_d \vec{F}_{\text{ges}} + \eta \Delta \vec{v}. \quad (4.1)$$

Hier steht $\rho_d = m_d n_d$ für die Massendichte der Staubwolke mit der Einzelpartikelmasse m_d und der Partikelanzahldichte n_d . Die Größe p bezeichnet den Druck innerhalb der Staubwolke. Dieser besteht im Wesentlichen aus dem elektrostatischen Druck p_E , der durch die gegenseitige Abstoßung der Partikel entsteht. Der kinetische Druck ist typischerweise einige Größenordnungen geringer [143] und daher zu vernachlässigen. Die Kraft \vec{F}_{ges} ist die Summe der Einzelpartikelkräfte und setzt sich aus der elektrischen Feldkraft \vec{F}_{el} , der Ionenwindkraft \vec{F}_i und der Neutralgasreibung \vec{F}_n zusammen. Der Term $\eta \Delta \vec{v}$ beschreibt die viskose Dämpfung mit der dynamischen Viskosität η . Für Druckbereiche von über 10 Pa ist in komplexen Plasmen die viskose Reibung jedoch gegenüber der Neutralgasreibung zu vernachlässigen. Untersuchungen zur Viskosität eines komplexen Plasmas finden sich zum Beispiel in Ref. [44, 144].

4.1.1 Die Vortextransportgleichung

Die Dynamik eines Vortex wird üblicherweise durch die Vortextransportgleichung (VTG) beschrieben. Diese folgt aus der Navier-Stokes-Gleichung (4.1) durch Bildung der Rotation auf beiden Seiten. Zusätzlich wird die Wirbelstärke oder *Vortizität* $\vec{\omega} = \nabla \times \vec{v}$ eingeführt. Im Falle eines mit der Kreisfrequenz ω_0 starr rotierenden Körpers entspricht die Vortizität der doppelten Kreisfrequenz der Rotation. Sie ist eine etablierte Größe in der Beschreibung von Vortices. Unter Vernachlässigung der viskosen Reibung und nach einigen Umformungen folgt die VTG:

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{\omega} = (\vec{\omega} \cdot \nabla) \vec{v} - \vec{\omega} (\nabla \cdot \vec{v}) + \frac{1}{\rho_d^2} \nabla \rho_d \times \nabla p_E + \frac{1}{m_d} \nabla \times (\vec{F}_{\text{el}} + \vec{F}_i + \vec{F}_n). \quad (4.2)$$

Diese zunächst sehr umfangreiche Gleichung lässt sich mit einigen Annahmen vereinfachen: Für zweidimensionale Wirbel, wie sie hier betrachtet werden, ist $(\vec{\omega} \cdot \nabla)\vec{v} \equiv 0$. Des Weiteren kann aufgrund der angenommenen Inkompressibilität $\nabla \cdot \vec{v} = 0$ verwendet werden. Schließlich wird zur Vereinfachung die Staubwolke als homogen mit $\nabla \rho_d = 0$ betrachtet, sodass der barokline Term $\nabla \rho_d \times \nabla p_E$, der zum Beispiel in der Meteorologie und Ozeanographie von Bedeutung ist, ebenfalls wegfällt.

Zum Zeitpunkt des Einsetzens einer Vortexströmung sind sowohl die Geschwindigkeit als auch die Vortizität null. Daher kann die Vortexerzeugung in einem staubigen Plasma beschrieben als

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} = \frac{1}{m_d} \nabla \times (\vec{F}_{el} + \vec{F}_i + \vec{F}_n) . \quad (4.3)$$

Die Vortexerzeugung erfordert demnach eine nicht-konservative elektrische Feldkraft oder Ionenwindkraft. Auch eine Strömung im Neutralgas könnte einen Vortex antreiben, was in staubigen Plasmen gezielt genutzt werden kann, indem eine Bewegung des Neutralgases induziert wird [145]. Dadurch lassen sich zum Beispiel Partikelladungen [145], Effekte magnetisierter Systeme [146] oder die Kopplung von Schalen eines 2D-Systems [147] untersuchen. Da im verwendeten Experiment jedoch keine Neutralgasströmung zu erwarten ist, ruft die Neutralgasreibung \vec{F}_n hier lediglich eine Dämpfung hervor, sodass entstehende Vortices einen stationären Zustand mit $\partial \vec{\omega} / \partial t = 0$ erreichen können.

Ist das Kraftfeld aus elektrischer Feldkraft und Ionenwindkraft nicht-konservativ, sollte es experimentell jedoch nahezu unmöglich sein, das Einsetzen einer Vortexbewegung aus einer ruhenden Staubwolke heraus zu beobachten, da der Vortexantrieb ohne Partikelbewegung nicht gedämpft ist. So fanden Schwabe *et al.* [141] in einer Simulation eines HF-Plasmas bereits bei Zugabe einzelner Partikel eine Vortexbewegung.

Mit der elektrischen Feldkraft nach Gl. (2.18), der Ionenwindkraft nach Gl. (2.31) und der Neutralgasreibung nach Gl. (2.19) ergibt sich die VTG für den Gleichgewichtszustand:

$$\begin{aligned} m_d(\vec{v}_d \cdot \nabla)\vec{\omega} - \nabla \times \vec{F}_n &= \nabla \times (\vec{F}_{el} + \vec{F}_i) , \\ m_d(\vec{v}_d \cdot \nabla)\vec{\omega} + m_d \nu_{dn} \vec{\omega} &= \nabla Q_d \times \vec{E} + \nabla g(E) \times \vec{E} . \end{aligned} \quad (4.4)$$

Hier wurde ausgenutzt, dass das elektrische Feld ein Gradientenfeld ist, sodass $\nabla \times \vec{E} \equiv 0$ und somit $\nabla \times \vec{F}_{el} = \nabla Q_d \times \vec{E}$ sowie $\nabla \times \vec{F}_i = \nabla g(E) \times \vec{E}$ gilt. Der erste Term der linken Seite der Gleichung bestimmt die räumliche Entwicklung der Vortizität entlang einer Stromlinie (konvektive Ableitung), während der zweite Term die Dämpfung aufgrund der Relativbewegung der Partikel durch das Neutralgas beschreibt. Wie die Analyse experimenteller Daten zeigt, ist die konvektive Ableitung jedoch mehr als zwei Größenordnungen geringer als die Neutralgasdämpfung, sodass für stationäre Wirbel in den untersuchten staubigen Plasmen gelten muss:

$$m_d \nu_{dn} \vec{\omega} = \nabla Q_d \times \vec{E} + \nabla g(E) \times \vec{E} . \quad (4.5)$$

Die rechte Seite der Gleichung zeigt, dass Ladungsgradienten ∇Q_d und ein Gradient der Formfunktion der Ionenwindkraft $\nabla g(E)$ einen Vortex treiben, wenn diese jeweils nicht parallel zum elektrischen Feld gerichtet sind. Eine Verkipfung der Gradienten gegen das elektrische Feld setzt aber voraus, dass die Felder nicht in Kugelsymmetrie vorliegen, da diese quasi-eindimensional ist, sondern zum Beispiel in Zylindersymmetrie. In dieser hängen die relevanten Größen (elektrisches Feld, Geschwindigkeit der Ionen, etc.) wie im vorliegenden Experiment mindestens von r und z ab.

Wird für die Ladung der Partikel das Modell der stoßbestimmten Plasmen nach Abschn. 2.1.2 angewendet, entsteht ein Ladungsgradient durch die Ortsabhängigkeit der Abschirmlänge. Mit zunehmender Abschirmlänge wird die Partikelladung weniger negativ, sodass durch die zum Rand abnehmende Plasmadichte der Ladungsgradient aus dem Plasmazentrum nach außen gerichtet ist. Die Funktion $g(E)$ hängt unter anderem über die Ionendriftgeschwindigkeit vom elektrischen Feld ab. Da diese sich nach Frost [118] über die feldabhängige Mobilität $\mu(E)$ berechnet, ist bereits die Ionendriftgeschwindigkeit nicht notwendigerweise konservativ: $\nabla \times \vec{v} = \nabla \mu(E) \times \vec{E} \neq 0$.

4.1.2 Einfache Modellierung des Vortexantriebs

Um eine erste Abschätzung des Vortexantriebs aus elektrischer Feldkraft und Ionenwindkraft zu erhalten und um zu demonstrieren, wie Ladungsgradient und Ionenwindkraft Vortices treiben können, wird eine einfache Modellentladung verwendet. Dazu wird für die Dichte ein Diffusionsprofil verwendet, das sich aus den Annahmen ergibt, dass die Ionenerzeugung proportional zur Ionendichte sei und Verluste allein durch Diffusion zur Kammerwand bzw. Elektrode entstehen. Wird für das Plasmapotential (gegenüber dem mittleren Elektrodenpotential) dieselbe Topologie angenommen, folgt für Dichte und Potential:

$$n_i(r, z) = n_{i0} J_0 \left(2,4 \frac{r}{r_0} \right) \cos \left(\frac{\pi}{2} \frac{z}{z_0} \right), \quad (4.6)$$

$$\Phi(r, z) = \Phi_0 J_0 \left(2,4 \frac{r}{r_0} \right) \cos \left(\frac{\pi}{2} \frac{z}{z_0} \right). \quad (4.7)$$

Die Funktion J_0 ist die nullte Besselfunktion erster Art, deren erste Nullstelle bei 2,4 liegt. Die Konstanten r_0 bzw. z_0 beschreiben die radiale bzw. axiale Ausdehnung der Entladung. Um das Modell dem Elektrodenzwischenraum der *IMPF-K2*-Kammer anzupassen, wird $r_0 = 40$ mm und $z_0 = 15$ mm festgelegt. Des Weiteren wird $n_{i0} = 10^{15} \text{ m}^{-3}$ und $\Phi_0 = 40$ V gewählt. Mit $T_e = 100 T_i = 3$ eV wurde für Partikel mit dem Radius $r_d = 3,4 \mu\text{m}$ die ortsabhängige Ladung nach Abschn. 2.1.2 bestimmt und unter Verwendung von $\vec{E} = -\nabla \Phi$ die Kraftfelder auf diese Partikel berechnet. Für die Ionenwindkraft wird nur der Orbitalanteil nach Khrapak und Hutchinson verwendet (vgl. Abschn. 2.2.2), da der Stoßanteil für $v_i \ll v_B$ (im Bulk) zu vernachlässigen ist.

Abbildung 4.2 zeigt die Konturlinien des Plasmapotentials (durchgezogene Linien) in 5 V-Abständen. Farblich dargestellt ist die Rotation der Summe aus elektrischer Feldkraft und Ionenwindkraft, also die rechte Seite der Gleichung (4.5), die für den betrachteten, zweidimensionalen Fall ein Skalar ist. Zur Verdeutlichung sind Konturen

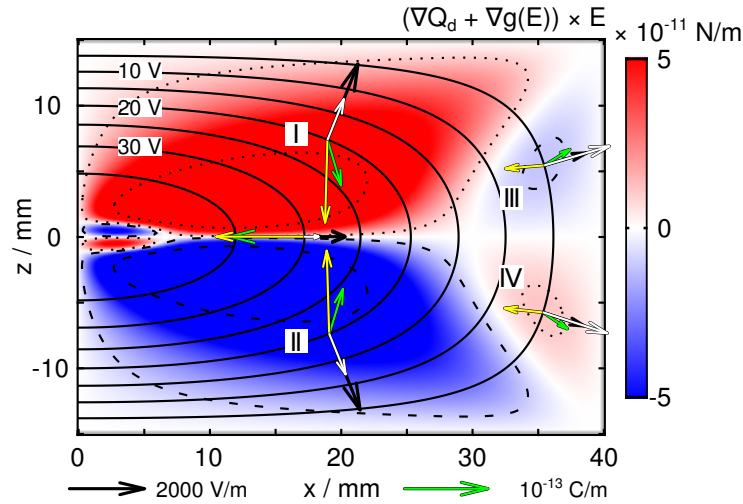


Abbildung 4.2 Rotation der elektrischen Feldkraft und Ionenwindkraft. Überlagert sind gepunktete (gestrichelte) Konturen für $(-)\cdot 10^{-11}$ N/m und für $(-)\cdot 10^{-10}$ N/m. Die durchgezogenen Konturen stellen das Plasmapotential in 5 V-Abständen dar. An ausgewählten Orten sind zusätzlich das elektrische Feld (schwarze Pfeile), der Gradient der Formfunktion der Ionenwindkraft $\nabla g(E)$ (gelbe Pfeile), der Ladungsgradient ∇Q_d (weiße Pfeile) und die Summe $\nabla(g(E) + Q_d)$ (grüne Pfeile) dargestellt. (Grafik nach Ref. [73])

der Rotation der Gesamtkraft für $\pm 10^{-11}$ N/m und für $\pm 10^{-10}$ N/m überlagert. Positive Werte (gepunktete Konturen) entsprechen einem Antrieb gegen den Uhrzeigersinn, negative (gestrichelte Konturen) einem Antrieb im Uhrzeigersinn. Um die Entstehung des Vortexantriebs durch Verkipfung der Gradienten der Ladung bzw. der Ionenwindkraftfunktion gegen das elektrische Feld zu verdeutlichen, sind an ausgewählten Orten außerdem das elektrische Feld (schwarze Pfeile), der Gradient der Ladung (weiße Pfeile), der Gradient $\nabla g(E)$ (gelbe Pfeile) und die Summe der Gradienten (grüne Pfeile) dargestellt. Die entstehende Topologie lässt sich in vier Regionen I–IV aufteilen. In den Regionen I und IV würden Vortices gegen den Uhrzeigersinn angetrieben, in den Regionen II und III aufgrund der Symmetrie im Uhrzeigersinn. Da der Ladungsgradient in diesem Modell jedoch nahezu parallel zum elektrischen Feld ist (weiße und schwarze Pfeile), ist sein Beitrag zum Vortexantrieb in dieser Geometrie zu vernachlässigen. Die Rotation des Kraftfeldes in Abb. 4.2 und damit ein Vortexantrieb entsteht hier also allein aus dem Beitrag der Ionenwindkraft. Das Vorzeichen der Winkel zwischen dem Gradienten $\nabla g(E)$ und dem elektrischen Feld \vec{E} geben somit den Drehsinn der Vortices vor.

4.1.3 Vortexantrieb in einem nicht-selbstkonsistent simulierten Plasma

Im vorhergehenden Abschnitt wurde ein einfaches Modell einer Entladung verwendet, um den Vortexantrieb zu veranschaulichen. In diesem Abschnitt soll die gleiche Rechnung für eine simulierte Entladung durchgeführt werden, um die Topologie des Vortexantriebs einer realistischeren Potential- und Dichteverteilung zu untersuchen.

Die Software SIGLO2D [114] bietet die Möglichkeit, eine Entladung zu simulieren, die der in der *IMPF-K2*-Kammer ähnlich ist. Da in den Simulationen aber der Einfluss der Staubpartikel auf die Entladung, wie zum Beispiel die Ladungsbindung, nicht berücksichtigt werden kann, sind sie für die Untersuchung von staubigen Plasmen nicht selbst-konsistent, sondern stellen eine Näherung dar. Diese ist umso besser, je weniger Partikel der Entladung hinzugefügt werden. Die Software stellt die Potentialverteilung sowie die Elektronen- und Ionendichte zur Verfügung. Zwar könnte auch eine ortsabhängige Elektronentemperatur aus der Simulation verwendet werden, jedoch wird diese von der Software tendenziell zu groß angegeben (vgl. Ref. [112]). Des Weiteren sind die Gradienten der Temperatur im Bulk so gering, dass die Annahme einer konstanten Elektronentemperatur von 3 eV weiterhin plausibel ist. Die Kräfte werden wie für das Diffusionsmodell für Partikel mit 6,8 μm Durchmesser berechnet. Aus diesen kann wiederum eine Größenordnung des Vortexantriebs (rechte Seite der Gl. (4.5)) bestimmt werden.

Für eine Entladung mit 15 Pa Neutralgasdruck und 70 V_{pp} HF-Spannung liefert die Simulation nach SIGLO2D eine Elektronen- bzw. Ionendichte im Zentrum von $5 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ und ein maximales Plasmapotential von 46 V gegenüber dem mittleren Elektrodenpotential. Die Konturen des Plasmapotentials sind in Abb. 4.3 in 5 V-Abständen den Ergebnissen des Vortexantriebs überlagert. Die Ausschnitte umfassen eine Hälfte des Elektrodenzwischenraums und den sich radial bis zur Wand der *IMPF-K2*-Kammer anschließenden Bereich. Das Entladungszentrum befindet sich bei $(r, z) = (0, 0) \text{ mm}$. Die Elektroden enden radial bei $r = 40 \text{ mm}$ und befinden sich bei $z = \pm 15 \text{ mm}$. Die Randschichten von etwa 2 mm vor jeder Elektrode sind nicht dargestellt, da sie für die Untersuchung der Phänomene im Plasmabulk keine Relevanz haben.

In Abb. 4.3(a) ist der Beitrag der Ladungsgradienten zum Vortexantrieb abgebildet. In der simulierten Entladung ist dieser, anders als in der zuvor verwendeten Modellentladung, nicht mehr vernachlässigbar klein, sondern vergleichbar mit dem in Abb. 4.3(b) dargestellten Beitrag der Ionenwindkraft. Beide Komponenten haben in dieser Modellierung das gleiche Vorzeichen und die gleiche Größenordnung. Sie zeigen maximale Werte radial etwa über dem Ende der Elektroden. Während der Antrieb durch die Ionenwindkraft axial für $|z| \leq 10 \text{ mm}$ maximal wird, sind die Beiträge der Ladungsgradienten direkt vor den Elektroden am größten. Dort erreichen die Ionen jedoch das Vielfache ihrer thermischen Geschwindigkeit, sodass das verwendete stoßbestimmte Aufladungsmodell dort an seine Grenzen stößt.

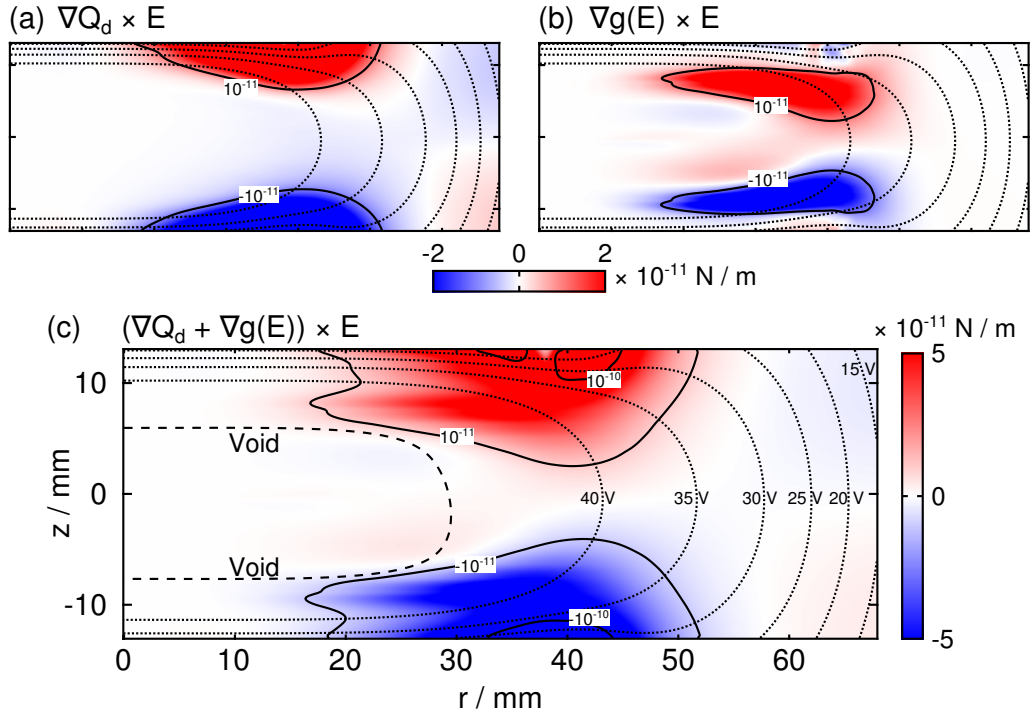


Abbildung 4.3 Vortexantrieb aus (a) Ladungsgradienten, (b) Ionenwindkraft und (c) der Summe der Komponenten. Jeweils gepunktet überlagert sind die Potentiallinien in 5 V-Abständen. Für die Rotationen sind durchgezogene Konturen bei $\pm 10^{-11}$ N/m und $\pm 10^{-10}$ N/m eingezeichnet. In (c) ist außerdem (gestrichelt) die zu erwartende Voidkante bei Zugabe weniger Partikel eingezeichnet.

Der Gesamtantrieb $(\nabla Q_d + \nabla g(E)) \times \vec{E}$ ist in Abb. 4.3(c) dargestellt. Wie in dem einfachen Modell in Abschn. 4.1.2 entspricht der Vortexantrieb einem Doppelvortex, in dem die Partikel in der Mittelebene radial auswärts strömen. Anders als beim ersten Ansatz erstrecken sich die nicht-konservativen Bereiche in der Auswertung der Simulation aber nicht über die gesamte Entladung. Sie sind hier im Wesentlichen auf zwei Regionen außerhalb des Gleichgewichts aus elektrischer Feldkraft und Ionenwindkraft konzentriert. Das Gleichgewicht ist als gestrichelte Kurve der Grafik überlagert (Void). Der Verlauf der Kontur entspricht etwa den Beobachtungen von Klindworth *et al.* [111] bei Verwendung weniger Tracerpartikel (vgl. auch Abb. 2.12).

Die Rotation der Kräfte nimmt über weite Bereiche Werte von $\pm 5 \cdot 10^{-11}$ N/m an. Bei 15 Pa ist die Größe $m_d \nu_{dn}$ für Partikel mit 6,8 μm Durchmesser nach Gl. (2.19) etwa $6,7 \cdot 10^{-12}$ kg/s. Nach Gl. (4.5) entsteht somit aus dem in Abb. 4.3(c) dargestellten Antrieb eine maximale Vortizität von $|\omega| \approx 10 \text{ s}^{-1}$, was im Vergleich zu den experimentellen Befunden fast eine Größenordnung zu groß ist (siehe Abschn. 4.2). Andererseits ist der Antrieb nur lokal so groß und in anderen Bereichen erheblich geringer, sodass eine geringere mittlere Vortizität plausibel ist.

Im Vergleich zur einfachen Annahme einer Diffusionsgeometrie (Abschn. 4.1.2) sind zwei Aspekte hervorzuheben: Erstens erscheint die grundlegende Topologie (positive Rotation der Gesamtkraft in der oberen Hälfte, negative in der unteren) als robust gegen die Änderungen von einem Modell zum anderen. Zweitens ist die detailliertere Topologie (innerhalb einer Hälfte) offensichtlich stark abhängig von der tatsächlichen Potential- und Dichteverteilung. So tragen in der simulierten Entladung auch die Ladungsgradienten zum Vortexantrieb bei, während sie im einfachen Modell noch parallel zum elektrischen Feld verliefen. Weiterhin ist in dieser Topologie radial auswärts keine deutliche Umkehr des Vortexantriebs analog zu den Bereichen III und IV in Abb. 4.2 festzustellen.

In früheren Untersuchungen hatten andere Autoren bereits Teilaspekte des komplexen Problems des Vortexantriebs beschrieben. Der Antrieb durch Ladungsgradienten wurde ausführlich von Vaulina *et al.* [54, 56, 148] diskutiert. Die Autoren zeigten, dass Ladungsgradienten, die nicht parallel zum elektrischen Feld orientiert sind, Vortices antreiben können, wenn gleichzeitig eine zweite, nicht-elektrostatische Kraft wie zum Beispiel die Ionenwindkraft oder die Gravitationskraft wirkt. Die Beschreibung nach Gl. (4.5) verallgemeinert dies insofern, dass ein Ladungsgradient auch ohne zusätzliche, nicht-elektrostatische Kraft einen Vortex treiben kann. Für einen stabilen Einschluss muss die elektrische Feldkraft jedoch von einer anderen Kraft kompensiert werden.

Akdim und Goedheer [59] hatten in einer selbstkonsistenten Simulation eines stauartigen Plasmas der PKE-Kammer [66] Vortices bei Zugabe einzelner Partikel beobachtet. Zwar wurde auch die lokale Staublading berechnet und somit der von Vaulina *et al.* [54] diskutierte Effekt der Ladungsgradienten berücksichtigt, die Autoren schlossen jedoch aus den Ergebnissen, dass der Antrieb allein durch die Ionenwindkraft aufgebracht wird. In einem anschließenden Paper zeigten Goedheer und Akdim [55] anhand eines einfachen Modells der Geometrie des effektiven Kraftfeldes die Entstehung von Vortices. Dabei vernachlässigten sie jegliche Ladungsgradienten und zeigten so die mögliche Bedeutung der Ionenwindkraft gegenüber den Ladungsgradienten.

Uchida *et al.* [140] regten in einer 2D Staubwolke einen Doppelvortex an, indem sie eine Metallplatte auf die Elektrode legten und dadurch die Potentiallinien stark verformten. Anhand numerischer Modellierungen konnten die Autoren zeigen, dass die Rotation der Ionenwindkraft mit den beobachteten Vortices übereinstimmte. Ladungsgradienten wurden in dieser Modellierung nicht angenommen.

Nach der Darlegung des komplexen Problems und Diskussion zweier Modellierungen des Vortexantriebs werden im nächsten Abschnitt die Ergebnisse mit experimentellen Befunden verglichen.

4.2 Doppelvortices im Experiment

Die Analyse der in Abb. 4.1(a) markierten RoI quantifiziert den bereits mit bloßem Auge in den Videos sichtbaren Doppelvortex, der in der oberen Hälfte gegen den Uhrzeigersinn dreht. Das Strömungsfeld ist in Abb. 4.4(a) mit roten Vektoren abgebildet. Zur Orientierung ist eine (invertierte) Aufnahme der Staubwolke hinterlegt. Die

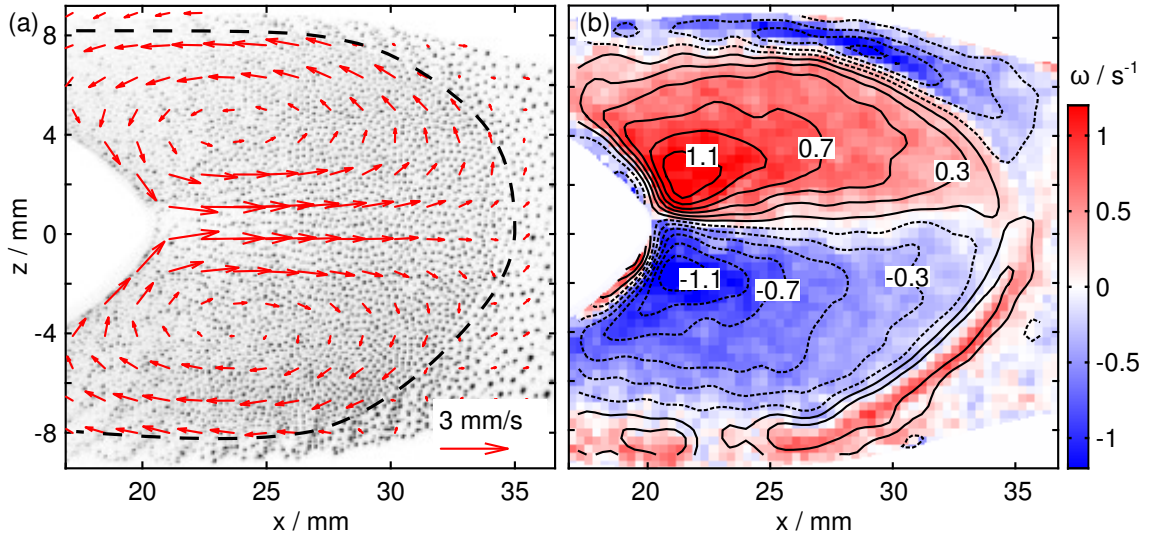


Abbildung 4.4 (a) Strömungsfeld des in Abb. 4.1(a) markierten Bereichs. Der Hintergrund zeigt eine (invertierte) Aufnahme der Staubwolke. Die gestrichelte Grenzlinie markiert den Übergang zwischen einer strömenden und einer nahezu stationären Staubpopulation. (b) Vortizität des Geschwindigkeitsfeldes. Überlagert sind durchgezogene (gestrichelte) Konturen positiver (negativer) Vortizität. (Grafiken nach Ref. [73])

Geschwindigkeiten wurden unter Verwendung des MatPIV-Codes [149] mittels PIV-Analyse² ermittelt. Bei der PIV-Analyse wird das Bild in kleine Rechtecke unterteilt und aus den Kreuzkorrelationen mit denselben Rechtecken des nächsten Zeitschritts die räumliche Verschiebung des Musters jedes Rechtecks von Zeitschritt zu Zeitschritt ermittelt. Der MatPIV-Code führt dafür mehrere Iterationen aus, wobei in der letzten die Kantenlänge der Rechtecke halbiert wird, sodass sich eine höhere Auflösung ergibt. Für die vorliegende Analyse wurde mit Rechtecken von 8×8 Pixeln begonnen, sodass schließlich für je 4×4 Pixel ein Geschwindigkeitsvektor ermittelt wurde. In Abb. 4.4(a) ist zur besseren Übersicht je Richtung nur jeder vierte Vektor dargestellt. Die PIV-Analyse wurde für 101 Aufnahmen mit einem zeitlichen Versatz von 50 ms und für weitere 101 um 25 ms dazu verschobene Aufnahmen durchgeführt. Damit konnte über insgesamt 200 Geschwindigkeitsfelder gemittelt werden. Das resultierende Geschwindigkeitsfeld Abb. 4.4(a) ist repräsentativ für die Mehrheit der in unserem Experiment gefundenen Vortexströmungen.

Die Analyse zeigt, dass die Partikel in der Mittelebene mit bis zu 3 mm/s radial auswärts strömen, sich bei $x \approx 30$ mm nach oben und unten aufteilen und mit (1–2) mm/s am Rand der Staubwolke bei $4 \text{ mm} < |z| < 8 \text{ mm}$ wieder radial einwärts strömen. Die Partikel strömen am Rand des Voids wieder zur Mittelebene $z = 0$ und schließen damit die Vortexbewegung.

² particle imaging velocimetry

Die aus der Bewegung resultierende Vortizität $\vec{\omega} = \nabla \times \vec{v}_d$ ist in Abb. 4.4(b) abgebildet. Deutlich zu erkennen ist der große Bereich positiver bzw. negativer Vortizität in der oberen bzw. unteren Bildhälfte. Die beiden Bereiche bilden den bereits im Geschwindigkeitsfeld sichtbaren Doppelvortex. Im Gegensatz zur Rotation starrer Körper ist hier $\omega \neq \text{const.}$ Um den Gradienten der Vortizität zu verdeutlichen, sind der Grafik durchgezogene (gestrichelte) Konturen positiver (negativer) Vortizität überlagert. Die in Abb. 4.4(a) eingezeichnete gestrichelte Linie markiert die Grenze zwischen einer nahezu stationären Staubpopulation und der strömenden Staubwolke. Da der Übergang zwischen den Populationen entlang der Grenzlinie eine große Verscherung der Geschwindigkeiten verursacht, entstehen die langgezogenen Inseln umgekehrter Polarität um den großen Doppelvortex in Abb. 4.4(b).

Der Drehsinn des beobachteten Doppelvortex entspricht der von Vaulina *et al.* [56] gefundenen Topologie, die bei einem Druck von 98 Pa gemessen wurde. Im Gegensatz dazu hatten Morfill *et al.* [52] in einer Krypton-Entladung bei 40 Pa eine komplexere Topologie beobachtet, die sich bei Erhöhung der HF-Leistung in einen Doppelvortex umgekehrter Polarität (verglichen zu den vorliegenden Experimenten) änderte.

Bei dem verwendeten Druck von 17 Pa ist für die $6,8 \mu\text{m}$ großen Partikel $m_d \nu_{dn} \approx 7,6 \cdot 10^{-12} \text{ kg/s}$. Mit einer Vortizität von $\pm 1,2 \text{ s}^{-1}$ ergibt sich daher eine Rotation der Neutralgasreibung von $\nabla \times \vec{F}_n \approx 10^{-11} \text{ N/m}$. Diese Reibung sollte nach Gl. (4.5) durch die Summe der Rotationen der elektrischen Feldkraft und der Ionenwindkraft kompensiert werden. Der Vergleich des experimentellen ermittelten Werts mit den resultierenden Antrieben der Modellierungen, Abb. 4.2 und 4.3(c), zeigt, dass die Modellierungen etwa die richtige Größenordnung und vor allem den richtigen Drehsinn vorhersagen.

Der Vergleich eines typischen im Experiment vorkommenden Doppelvortex mit den Modellierungen in Abschn. 4.1.2 und Abschn. 4.1.3 demonstriert, dass diese bereits in der Lage sind, die einfache Topologie des Doppelvortex und seiner Polarität richtig vorherzusagen. Trotzdem könnte ein besseres Modell der Entladung tiefere Einblicke in den Mechanismus der Vortices liefern und die Bedeutung der einzelnen Antriebskomponenten (Ladungsgradient und Gradient der Formfunktion $g(E)$) hervorheben. Da aber für die verwendete Entladungsgeometrie bei einem Gasdruck unterhalb von 20 Pa ein nennenswerter Anteil der Elektronen zur stochastischen Heizung beiträgt [150], mangelt es an einer selbstkonsistenten Simulation eines staubigen Plasmas, das mit dem hier verwendeten vergleichbar wäre. Die folgenden Untersuchungen beschränken sich daher auf Entladungen bei größerem Gasdruck, sodass bestehende selbstkonsistente Simulationen hinzugezogen werden können.

4.3 Erweiterung der Modellierung und kompliziertere Topologien

Um die möglichen Topologien entstehend aus einem Antrieb durch Ladungsgradienten und durch die Ionenwindkraft weiter zu untersuchen, wird in diesem Abschnitt auf selbstkonsistente Simulationen und Beobachtungen bei höherem Druck zurückgegriffen.

4.3.1 Vortexantrieb in einem selbstkonsistent simulierten Plasma

In der Simulation der Entladung mittels SIGLO2D (vgl. Abschn. 4.1.3) konnte der Einfluss des Staubs auf die Entladung nicht berücksichtigt werden, somit handelte es sich um eine nicht-selbstkonsistente Simulation. Da die Partikel aber beispielsweise als Plasmasenke dienen und außerdem Elektronen binden, kann ihre Anwesenheit unter anderem die Potentialgeometrie stark beeinflussen. Dieser Einfluss betrifft wiederum auch das elektrische Feld, die Ionenwindkraft, die Partikelladung und schließlich auch die Topologie der Vortices.

Akdim und Goedheer [59, 115] haben selbstkonsistente Simulationen staubiger Plasmen erstellt, indem sie den Staub als Fluid beschrieben und mit einem Plasmaverlustterm versehen haben. Dieser Term begründet sich aus der Rekombination der Elektronen und Ionen, die auf die Partikeloberfläche strömen. Zusätzlich mussten die Autoren zwischen zwei Zeitskalen wechseln, da der Staub auf den Skalen der Ionen und Elektronen „eingefroren“ ist und diese sich umgekehrt quasi-instantan an die Staubstrukturen anpassen. Die Simulationen wurden für die PKE-Kammer [66] durchgeführt, deren Elektroden denselben Abstand von 30 mm wie die *IMPF-K2*-Kammer haben, jedoch nur 42 mm im Durchmesser betragen. Da es für die *IMPF-K2*-Kammer keine selbstkonsistenten Simulationen eines staubigen Plasmas gibt und nach Godyak [150] der Elektrodenabstand der entscheidende Parameter für die Entladung ist, wird in diesem Abschnitt der Vortexantrieb basierend auf dem von Akdim und Goedheer [59] gefundenen Potential modelliert. Für die Ionendichte wurde das Diffusionsprofil (4.6) mit einem Maximum von $n_0 = 10^{15} \text{ m}^{-3}$ verwendet. Die Entladung wurde für einen Druck von 40 Pa und Partikel mit 15 μm Durchmesser simuliert, was in den folgenden Berechnungen entsprechend berücksichtigt wurde.

Die Ergebnisse der Berechnungen sind in Abb. 4.5 dargestellt: Teil (a) zeigt farbig den Vortexantrieb durch einen Ladungsgradienten, Teil (b) den Antrieb durch die Ionenwindkraft. In Abb. 4.5(c) ist der Gesamtantrieb $\nabla Q_d \times \vec{E} + \nabla g(E) \times \vec{E}$ wiedergegeben. Jeweils überlagert sind die Potentiallinien in 5 V-Abständen und Konturen der Rotation der Kräfte. Wie auch in der nicht-selbstkonsistent simulierten Entladung, Abb. 4.3, ist hier der Ladungsgradiententerm nicht zu vernachlässigen, sondern in der selben Größenordnung wie der Ionenwindkraftterm. In der selbstkonsistent simulierten Entladung zeigt der Ladungsgradiententerm jedoch die umgekehrte Polarität, sodass

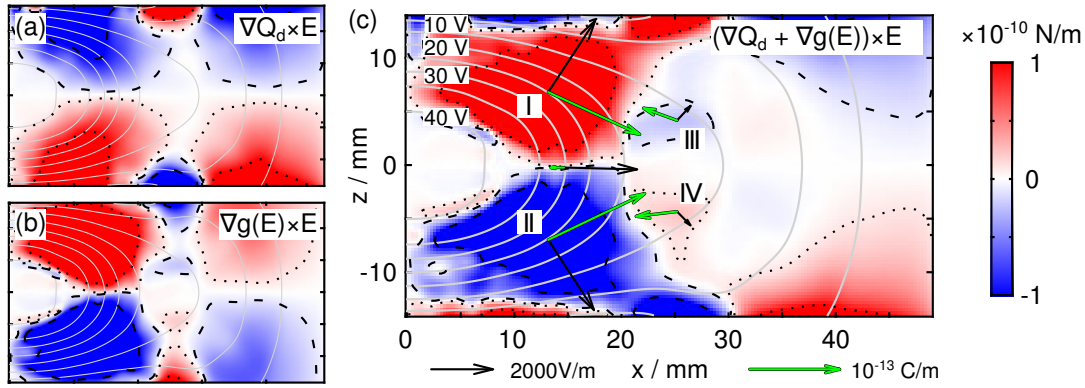


Abbildung 4.5 Vortexantrieb durch (a) den Ladungsgradienten, (b) die Ionenwindkraft und (c) die Summe der beiden für das Simulationsergebnis von Akdim und Goedheer [59]. Die grauen Linien sind Potentialkonturen im 5 V-Abstand, die gepunkteten (gestrichelten) sind Konturen bei $(-)\cdot 10^{-11}$ N/m und $(-)\cdot 10^{-10}$ N/m. An ausgewählten Orten sind das elektrische Feld (schwarze Pfeile) und die Summe der Gradienten ∇Q_d und $\nabla g(E)$ (grüne Pfeile) eingezeichnet. (Grafiken nach Ref. [73])

dieser in der oberen Hälfte einen Vortex im Uhrzeigersinn antreiben würde, während die Ionenwindkraft in Konkurrenz dazu Vortices gegen den Uhrzeigersinn treiben würde. Die Summe der beiden Mechanismen liefert die quadrupolartige Topologie in Abb. 4.5(c) mit den Regionen I bis IV.

Bei dem verwendeten Gasdruck von 40 Pa ist für 15 μm große Partikel $m_d \nu_{dn} \approx 8,7 \cdot 10^{-11}$ kg/s, sodass die Rotation der Kräfte in Abb. 4.5(c) Vortices mit $|\omega| \approx 3 \text{ s}^{-1}$ in den Regionen I und II und mit $|\omega| \approx 0,3 \text{ s}^{-1}$ in den Regionen III und IV antreiben würde.

Zwar wurde die Simulation von Akdim und Goedheer [59] gewählt, um eine Entladung möglichst ähnlich der experimentellen zu verwenden, die Unterschiede zur tatsächlichen Entladung und die Grenzen der Modelle der Kräfte lassen jedoch einen 1-zu-1-Vergleich nicht zu. Stattdessen muss das Ziel sein, Ähnlichkeiten und Unterschiede zwischen Modellierung und experimentellem Befund festzustellen. Die Experimente können letztlich die Richtigkeit der Modellierung nicht beweisen, aber nahe legen.

4.3.2 Quadrupolartige Vortices im Experiment

Neben der am häufigsten im vorliegenden Experiment auftretenden Topologie der Doppelvortices (Abschn. 4.2) treten in einigen Staubwolken bei einem höherem Gasdruck von 30 Pa auch quadrupolartige Topologien auf, die mit der Modellierung aus den selbstkonsistenten Ergebnissen vergleichbar sind.

Das Geschwindigkeitsfeld einer solchen quadrupolartigen Topologie ist in Abb. 4.6(a) dargestellt. Im Hintergrund ist zur Orientierung die Staubwolke abgebildet. Die PIV-Analyse wurde hier über 30 Bilder mit einem zeitlichen Versatz von je 38 ms durchgeführt. Die Staubwolke bestand aus Partikeln mit 9,55 μm Durchmesser, die Entladung

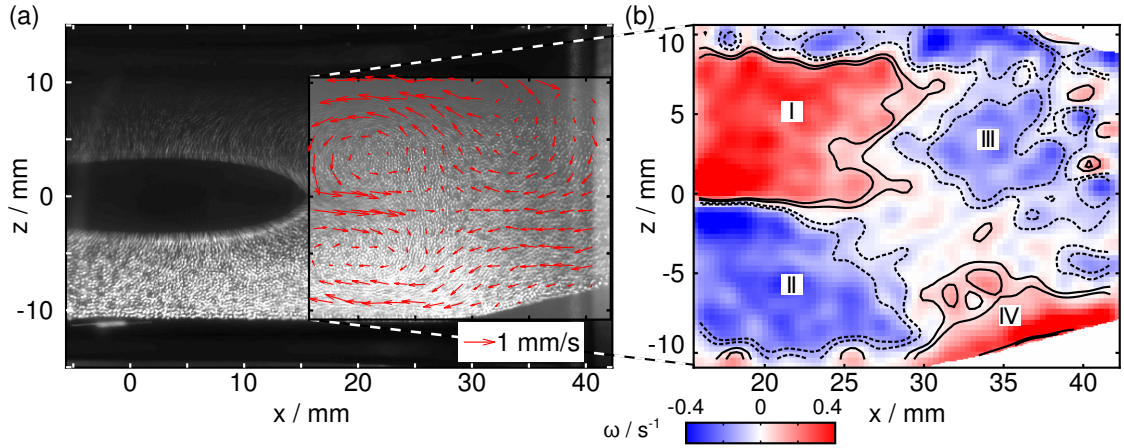


Abbildung 4.6 (a) Staubwolke einer Entladung bei 30 Pa und $67 V_{\text{pp}}$. Überlagert ist das Geschwindigkeitsfeld. (b) Vortizität des Geschwindigkeitsfeldes, überlagert sind durchgezogene (gestrichelte) Konturen für $(-)0,05 \text{ s}^{-1}$ und $(-)0,1 \text{ s}^{-1}$. (Grafiken nach Ref. [73])

wurde bei $67 V_{\text{pp}}$ betrieben. Die Geschwindigkeiten sind etwas geringer und die Vortices weniger deutlich als beim Doppelvortex in Abb. 4.4, was möglicherweise an dem höheren Gasdruck und der damit erhöhten Neutralgasreibung liegt. Die Vortizität des gemessenen Geschwindigkeitsfeldes ist in Abb. 4.6(b) abgebildet. Hier zeigt sich die quadrupolartige Topologie mit den Bereichen I bis IV deutlich. In I und II wird eine Vortizität von bis zu $\pm 0,4 \text{ s}^{-1}$ gemessen, während die Vortizität in III und IV nur etwa $\pm 0,1 \text{ s}^{-1}$ erreicht. Bei $m_d \nu_{\text{dn}} \approx 2,65 \cdot 10^{-11} \text{ kg/s}$ ergibt sich ein zugrunde liegender Antrieb von etwa 10^{-11} N/m , was etwa eine Größenordnung geringer ist als die Modellierung Abb. 4.5(c) erwarten ließ. Die grundsätzliche Topologie des Quadrupols stimmt gut überein.

Einfluss von Beschleunigungen durch Restgravitation Die beobachtete Topologie war kein Einzelfall, sondern konnte auch in weiteren Parabeln mit vergleichbaren Parametern gefunden werden. Das Geschwindigkeitsfeld in Abb. 4.6(a) zeigte bereits eine leichte Asymmetrie von oben nach unten, was der Wirkung von Restgravitation zugeschrieben werden kann. Es handelt sich dabei um nicht zu vermeidende Fluktuationen der vertikalen Beschleunigung zum Beispiel aufgrund von leichten Abweichungen der Flugbahn von der idealen Parabel. Insbesondere bei den geringen Partikelgeschwindigkeiten in den vorliegenden Vortices sind bereits minimale Beschleunigungen ausreichend, um die Partikel zusätzlich nach oben oder unten zu bewegen. Um sicherzustellen, dass diese Beschleunigungen nicht durch das Induzieren eines Netto-Partikelflusses für die quadrupolartige Struktur in Abb. 4.6(b) verantwortlich sind, wurden die vorhergehende Parabel (#8) und die darauffolgende Parabel (#10), die beide ebenfalls quadrupolartige Topologien zeigten, analysiert. In beiden traten leichte Beschleunigungen auf, die die Position des Voids nach oben und unten verschoben. Eine Verlagerung des Voids nach oben bedingt einen Partikelfluss nach unten und umgekehrt.

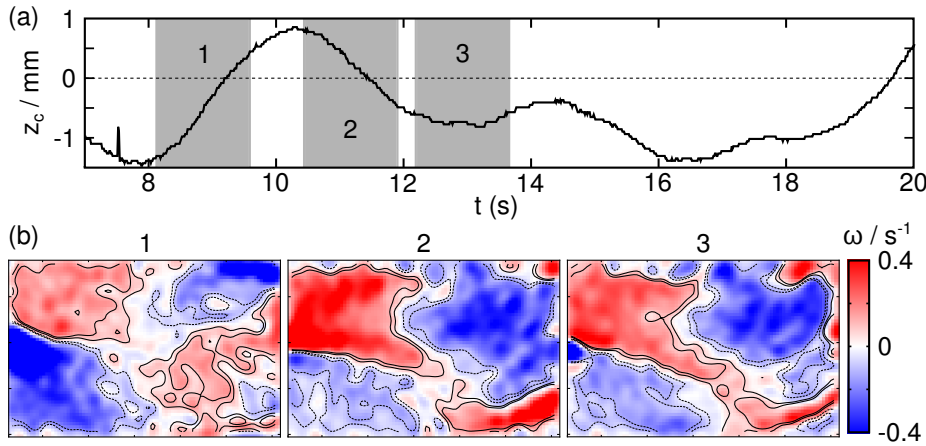


Abbildung 4.7 (a) Vertikale Position der Voidmitte z_c während der Parabel. (b) Übersicht über die Vortizität der über die in (a) markierten Zeitintervalle gemittelten Geschwindigkeitsfelder. (Grafiken nach Ref. [73])

Abbildung 4.7 zeigt die Ergebnisse der Analyse der Parabel #10. In (a) ist die Position der Voidmitte z_c während der Parabel aufgetragen. Abbildung 4.7(b) zeigt die Vortizitäten dreier Geschwindigkeitsfelder während dieser Parabel: (1) Für ein sich nach oben bewegendes Void, (2) für ein sich nach unten bewegendes Void und (3) für ein stationäres, nach unten verschobenes Void. Alle zugrunde liegenden Geschwindigkeitsfelder sind aus 40 Bildern mit je 38 ms Versatz entstanden. Die Aufwärtsbewegung des Voids im Intervall (1) geht mit einem Partikelfluss nach unten einher. Entsprechend umgekehrt verhält es sich im Intervall (2). Im Intervall (3) ist das Void stationär, sodass kein netto Partikelfluss zu erwarten ist. Anders als in Abb. 4.6 ist es jedoch konstant etwa 0,7 mm aus der Mitte verschoben. Trotz der starken Auf- und Abwärtsbewegungen ändert sich die Topologie der Vortizität zwischen den einzelnen Intervallen nicht (Abb. 4.7(b)). Somit kann ein Netto-Partikelfluss als Ursache für die quadrupolartige Struktur ausgeschlossen werden. Vielmehr ist sie das Ergebnis der Konkurrenz der nicht-konservativen Kräfte.

4.4 Diskussion

In diesem Kapitel wurden neue Beobachtungen von Vortices vorgestellt und die Unterschiede der verschiedenen Topologien anhand von Modellierungen des Antriebs begründet. Damit konnte gezeigt werden, welche Faktoren für den Drehsinn der Vortices verantwortlich sind.

Die Vereinfachung der Vortextransportgleichung offenbarte, dass in den untersuchten staubigen Plasmen nur ein Gradient der Formfunktion der Ionenwindkraft oder ein Gradient der Partikelladung für den Antrieb der Vortices in Frage kommen. Die Untersuchungen von Vaulina *et al.* [54] und von Goedheer und Akdim [55] gaben je eine Komponente als möglichen Antriebsmechanismus an und vernachlässigten die jeweils

andere. Anders als in der Gleichgewichtsbedingung des Voids, Abschn. 2.4.2, in der die Bilanz der Kräfte die Position der Voidkante bestimmt, zeigt die VTG, dass für den Antrieb der Vortices, also für die Nicht-Konservativität der Kräfte, eine Verkipfung der Gradienten der Partikelladung und der Formfunktion der Ionenwindkraft gegen das elektrische Feld notwendig ist. Daher bedingen nicht-konservative Kräfte die Abweichung der Äquipotentialflächen von einer Kugelsymmetrie. Aus der tatsächlichen Geometrie resultieren die Winkel zwischen den Gradienten und dem elektrischen Feld. Das Vorzeichen des Winkels dieser Verkipfung bestimmt wiederum den Drehsinn der angetriebenen Vortices. Der Formalismus der VTG vereinheitlicht somit die bisherigen Erklärungsansätze. Die von Vaulina *et al.* [142] für den Antrieb durch Ladungsgradienten angegebene Voraussetzung der Anwesenheit einer nicht-elektrostatischen Kraft kann insofern verallgemeinert werden, dass neben der elektrostatischen Kraft zwar eine zweite Kraft für den stabilen Partikeleinfang benötigt wird, nicht aber für den Vortexantrieb.

Die Modellierung des Kraftfeldes aus Ionenwindkraft und elektrischer Feldkraft in einfachen Geometrien zeigte einen Antrieb mit dem Drehsinn, der auch in den meisten Experimenten beobachtet wurde. Dieser besteht aus einem Doppelvortex radial außerhalb des Voids, bei dem die Partikel in der Mittelebene radial auswärts strömen. Die Dominanz des Antriebs durch die Ionenwindkraft in den Modellierungen legt nahe, dass auch im Experiment die Ionenwindkraft die Bildung der Doppelvortices bestimmt.

Unter Verwendung einer selbstkonsistent simulierten Entladung [59] konnte gezeigt werden, dass Vortices des anderen Drehsinns durch Ladungsgradienten getrieben werden können. In dieser Modellierung ergaben sich das elektrische Feld und die Gradienten der Ladung sowie der Formfunktion derart, dass die Antriebskomponenten mit entgegengesetztem Vorzeichen zur Vortexbildung beitrugen. Die Konkurrenz der beiden Antriebsmechanismen erzeugte Paare entgegengesetzten Antriebs in ein und derselben Entladung, sodass sich eine quadrupolartige Topologie ausbildete. Vergleichbare Topologien konnten auch experimentell beobachtet werden. Modellierung und Experiment sind nicht darauf ausgelegt in Details verglichen zu werden, dafür stimmen die Modelle nicht ausreichend mit dem Experiment überein. Die Modellierung zeigt viel grundsätzlicher, dass die Konkurrenz *beider* Antriebsmechanismen die Topologie der Vortices bestimmt. Die experimentellen Beobachtungen stützen diese Erkenntnis durch die grundsätzliche Vergleichbarkeit der Topologien.

5 Charakterisierung von Dichtewellen staubiger HF-Plasmen

Während im vorangegangenen Kapitel staubige Plasmen mit Bedingungen verwendet wurden, die keine oder nur eine möglichst geringe Wellenaktivität zuließen, werden in diesem Kapitel die Eigenschaften von Staubdichtewellen großer Amplitude in demselben Experiment untersucht. Wie das Verhalten von Schallwellen etwas über das Medium, in dem sie sich ausbreiten, verrät, können auch Staubdichtewellen verwendet werden, um etwas über die Eigenschaften der Staubwolke und des umgebenden Plasmas zu lernen. Im Unterschied zu Schallwellen befinden sich die Staubdichtewellen in einem aktiven Medium, in dem sie lokal selbsterregt werden. In diesem Kapitel wird zunächst der Einfluss der beiden wichtigsten experimentellen Parameter, *Neutralgasdruck* und *Staubdichte*, auf die Anregung der Wellen demonstriert sowie eine kurze Beschreibung der Anregung aus theoretischer Sicht gegeben. Anschließend wird das Verfahren zur Messung der Frequenzen und Wellenzahlen mittels analytischem Signal vorgestellt. Mit diesem Verfahren wird schließlich ein Teil der Dispersionsrelation gemessen und mit den theoretischen Vorhersagen verglichen. Die Diskrepanz zwischen erwarteter und gemessener Phasengeschwindigkeit wird diskutiert und gibt einen Hinweis auf die effektive Abschirmung im verwendeten Plasma.

5.1 Einfluss experimenteller Parameter auf die Staubdichtewellen

In einem ausgedehnten staubigen HF-Plasma können – bei ausreichend hoher Staubdichte und niedrigem Gasdruck – Staubdichtewellen selbsterregt beobachtet werden. Das bedeutet, dass es keinen Erreger benötigt, der die Staubdichte durch eine externe Kraft periodisch moduliert. Es handelt sich somit nicht um eine sich frei ausbreitende Schallwelle, sondern um eine Instabilität, die aus der Wechselwirkung einer Ionenströmung mit der Staubwolke resultiert und bei einigen Parametern positive Anwachsraten für eine Dichtewelle im Staub zeigt. Der Dispersionsrelation (2.42) nach sind Frequenz und Wellenzahl der Welle abhängig von der Staubdichte und -ladung (über die Staubplasmafrequenz und die Ionenstoßraten), von den Dichten (und Temperaturen) der Elektronen und Ionen, von der Strömungsgeschwindigkeit der Ionen und vom Neutralgasdruck. Nur wenn lokal alle Einflussgrößen so beschaffen sind, dass die Anwachsrate, also der Imaginärteil der Dispersionsrelation, positiv ist, kann an dem jeweiligen Ort eine Staubdichtewelle erregt werden.

Die Einflüsse von Gasdruck und Staubbichte auf die Topologie der Wellenfelder sind im Experiment am größten und sollen im Folgenden kurz demonstriert werden. Im verwendeten Aufbau wird ein konstanter Zufluss von Argon von meist 0,5 sccm eingestellt und der Gasdruck über ein Ventil vor der Vakuumpumpe geregelt. Wird während einer Schwerelosigkeitsphase der Solldruck erhöht, entsteht eine Druckrampe, deren Steigung vom festgelegten Gasfluss abhängt. Über dieses Verfahren kann der Druck variiert werden, während die anderen äußeren Parameter, insbesondere die Staubmenge, konstant bleiben. Die Druckvariation muss dann die primäre Ursache für Veränderungen in der Staubwolke sein. Diese Kausalität wäre beim Vergleich zweier Parabeln mit unterschiedlichem Druck nicht sichergestellt, da die jeweils injizierte Staubmenge technisch bedingt einer breiten Streuung unterliegt (vgl. Abschn. 3.2).

Ein Beispiel für die Auswirkung einer Druckrampe ist in Abb. 5.1 illustriert. Die Staubwolke besteht aus Partikeln von $6,8\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser und ist bei einem Anfangsdruck von 15 Pa und einer HF-Spannung von 68 V_{pp} eingefangen worden. Ein Gasfluss von 2 sccm erzeugte während der Parabel einen linearen Anstieg des Drucks auf etwa 26 Pa. Abbildung 5.1(a) zeigt eine (invertierte) Aufnahme der Staubwolke bei 17 Pa. Das Wellenfeld ist in dieser Situation über die gesamte Staubwolke ausgebreitet. Im Zentrum der Entladung ist eine in dieser Messung verwendete Langmuirsonde zu erkennen, die im Zentrum die Staubwolke beeinflusst, indem sie das Void geringfügig verformt. Dieselbe Staubwolke ist in Abb. 5.1(b) zu einem späteren Zeitpunkt bei einem Druck von 25 Pa abgebildet. Im Vergleich zu Abb. 5.1(a) ist die Ausdehnung des Wellenfeldes erheblich kleiner geworden. Radial außerhalb des Voids hat sich ein großer Bereich ohne Wellenaktivität ausgebildet und der Modulationsgrad erscheint reduziert (die verwendeten Farbskalen sind identisch). Werden die Intensitäten entlang der in Abb. 5.1(a) gepunktet markierten Linien für jeden Zeitschritt hintereinander aufgetragen, ergeben sich die Raumzeitdiagramme des vertikalen Schnitts wie in Abb. 5.1(c) und des horizontalen Schnitts wie in Abb. 5.1(d) abgebildet. Zur besseren Übersicht sind die Zeitpunkte der Momentaufnahmen in Abb. 5.1(a) und (b) mit gestrichelten Linien markiert. Der graue Bereich bei $r \approx 5\text{ mm}$ entspricht der Sondenspitze und die Signale um $r = 0\text{ mm}$ dem durch die Sonde ins Void gezogenen Staub.

Die Staubbichtewellen sind in den Raumzeitdiagrammen als Muster aus hellen und dunklen Streifen zu erkennen, wobei dunkle Streifen in der vorliegenden Darstellung Wellenbergern entsprechen. Ein Wellenberg, der radial bzw. axial auswärts propagiert, verlagert sich von Zeitschritt zu Zeitschritt zu größeren Beträgen von r bzw. z , sodass die Streifen in den Diagrammen gekippt sind. Da sowohl für Abb. 5.1(c) als auch (d) die Schnitte derart gewählt wurden, dass sie jeweils nahezu parallel zur Ausbreitungsrichtung der Wellen liegen (siehe Abb. 5.1(a)), entspricht die Steigung der Streifen der Phasengeschwindigkeit der Wellen. Die Abstände der Streifen zueinander in Zeit- bzw. Raumrichtung entsprechen der Periodendauer bzw. Wellenlänge. Für weitere Messmethoden sei auf Abschn. 5.3 verwiesen.

Beide Raumzeitdiagramme zeigen, dass sich die Wellen kontinuierlich an die Druckänderung anpassen. Die kürzer werdenden horizontalen Abstände der Wellenberge in Abb. 5.1(c) entsprechen einer Erhöhung der Wellenfrequenz zwischen dem Void und den Elektroden von etwa 7 Hz auf 12 Hz. In Abb. 5.1(d) markiert die durchgezogene

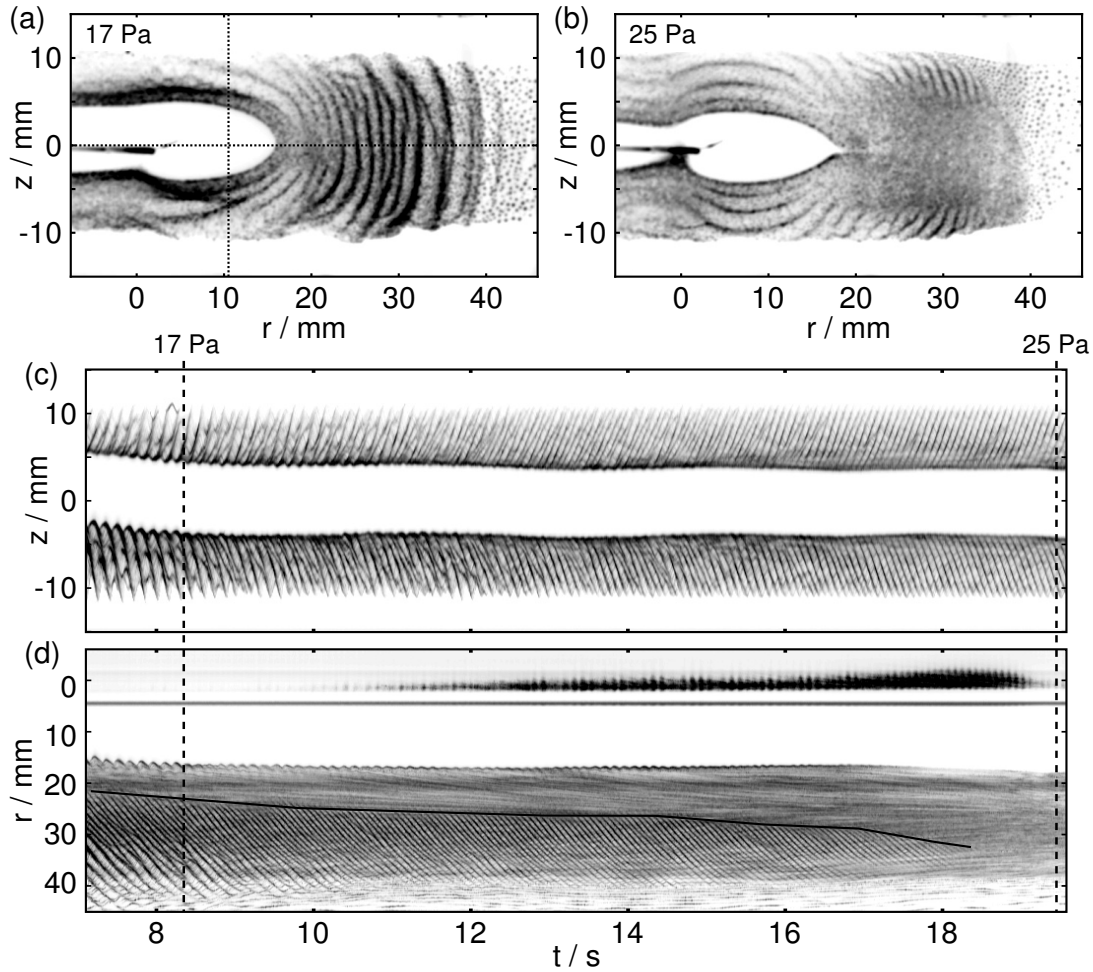


Abbildung 5.1 Aufnahmen einer Staubwolke mit Dichtewellen bei einem Gasdruck von (a) 17 Pa und (b) 25 Pa. Die Raumzeitdiagramme zeigen die zeitliche Entwicklung eines (c) vertikalen Schnitts und (d) horizontalen Schnitts durch die Staubwolke. Die Positionen der Schnitte sind in (a) durch gepunktete Linien markiert. Die gestrichelten Linien in (c) und (d) markieren die Zeitpunkte der Grafiken (a) und (b). Die durchgezogene Linie in (d) markiert die Position des radialen Einsetzens der Wellen. Im Zentrum des Voids wurde während dieser Parade eine Langmuirsonde verwendet, die in (a) und (b) sichtbar ist. Deren Spitze und der ins Void gezogene Staub sind ebenfalls in (d) für $r < 5$ mm zu erkennen.

schwarze Linie den Ort des radialen Einsetzens der Wellen. Dieser wird mit zunehmendem Druck radial auswärts verschoben, bis bei $t \approx 18$ s die Wellenaktivität radial vollständig weggedämpft ist. Das Ausbleiben von Wellen oberhalb eines kritischen Drucks nutzten Ratynskaia *et al.* [22] zur Abschätzung der Partikelladung, indem sie die in die Dispersionsrelation eingehende Ladung anpassten, bis die berechnete Anwachsrates beim gemessenen kritischen Druck das Vorzeichen wechselte.

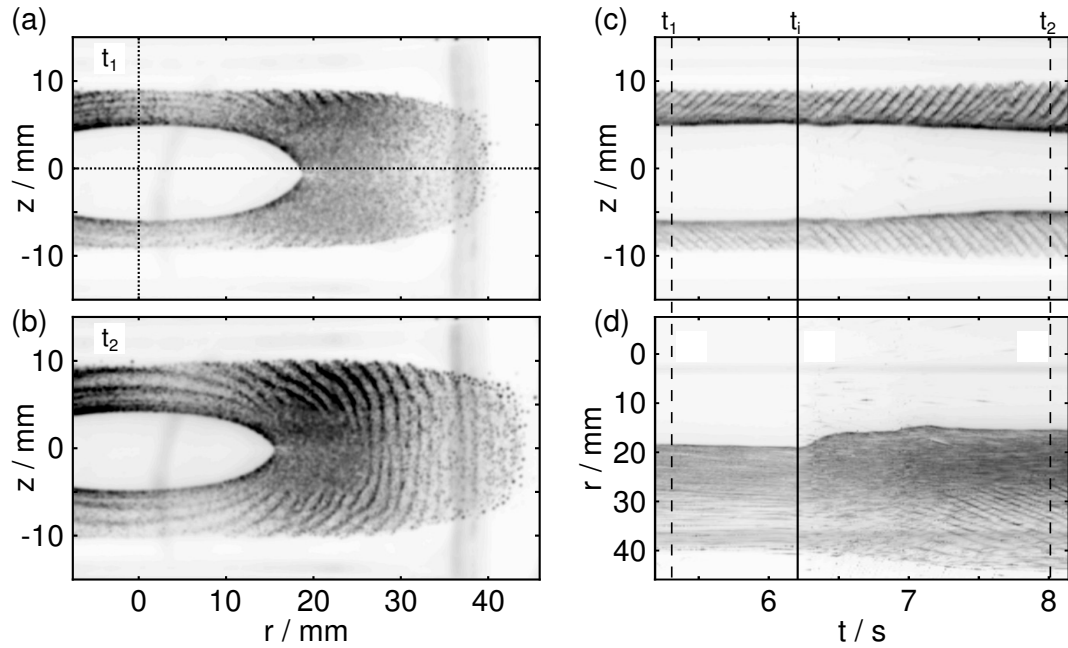


Abbildung 5.2 Staubdichtewellen zum Zeitpunkt (a) t_1 mit geringer Staubdichte und (b) t_2 mit hoher Staubdichte. Die nebenstehenden Raumzeitdiagramme zeigen die zeitliche (c) vertikale und (d) horizontale Entwicklung der Wellen an den in (a) gepunktet markierten Linien. Gestrichelt markiert sind die Zeitpunkte der Aufnahmen (a) und (b). Die durchgezogene Linie markiert den Beginn der zweiten Injektion.

Zur Demonstration des Einflusses der Staubdichte auf das Wellenfeld muss die Staubmenge während einer Schwerelosigkeitsphase verändert werden, da, wie bereits geschildert, die initiale Menge einer breiten Streuung unterliegt. Die Staubdichte ist außerdem für eine gegebene Entladung nur über die Staubmenge zu beeinflussen. Eine Erhöhung der Staubmenge entspricht somit eine Erhöhung der Staubdichte. Dies ließ sich durch eine zweite, kürzere Injektion nach Erreichen einer ersten stationären Topologie realisieren. Abbildung 5.2 zeigt Momentaufnahmen (a) vor und (b) nach der zweiten Injektion. Wie für die Staubwolke in Abb. 5.1 wurden Partikel mit $6,8\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser bei einer Spannung von 68 V_{pp} verwendet. Der Druck wurde konstant auf 15 Pa eingestellt. In Abb. 5.2(c) und (d) sind die Raumzeitdiagramme der vertikalen bzw. horizontalen Schnitte der in (a) gepunktet markierten Orte dargestellt. Die Momentaufnahmen (a) und (b) sind zu den gestrichelt markierten und mit t_1 und t_2 bezeichneten Zeitpunkten aufgenommen. Die zweite Injektion von Staubpartikeln beginnt bei $t_i \approx 6,2\text{ s}$ und dauert 1 s . Vor dem Staubeinschuss treten nur wenige Wellen am Rand der Staubwolke vor den Elektroden auf, Abb. 5.2(a). In den Raumzeitdiagrammen zeigt sich der Einschuss zusätzlicher Partikel als erstes durch eine Reduktion der Voidgröße. Im Raumzeitdiagramm des vertikalen Schnitts ist außerdem eine Vergrößerung der Wellenlänge und eine Verringerung der Frequenz durch größere räumliche und zeitliche Abstände der Wellenberge angedeutet. Das Raumzeitdiagramm des horizontalen Schnitts zeigt, dass die Staubdichtewellen radial ab

$t \approx 7\text{ s}$ auftreten, jedoch in einem Abstand von etwa 10 mm vom Void. Obwohl die Staubwolke bei vergleichbaren Parametern wie die in Abb. 5.1 erzeugt wurde, zeigt sie auch bei erhöhter Staubbichte, Abb. 5.2(b), noch geringere Wellenaktivität als die Staubwolke in Abb. 5.1(a) bei 17 Pa. Es ist daher denkbar, dass die finale Staubbichte in Abb. 5.2(b) noch geringer war als die Staubbichte in Abb. 5.1(a).

Die vorgestellten Experimente zu den Einflüssen des Gasdrucks und der Staubbichte auf die Wellenfelder demonstrieren die erhebliche Bedeutung beider Größen für die Topologie des Wellenfeldes. Als dritter experimenteller Parameter ist auch die HF-Leistung bzw. -Spannung einstellbar. In den für die vorliegende Arbeit durchgeführten Experimenten wurde diese jedoch nur geringfügig variiert. Bei großen Änderungen zeigt sich hauptsächlich ein Einfluss auf Form und Größe des Voids.

5.2 Instabilitäten im nichtlinearen, aktiven Medium

Die Selbsterregung der Staubbichtewellen zeigt, dass das staubige Plasma ein nichtlineares, aktives Medium ist. Nach Balanov *et al.* [151] setzt eine stabile selbsterregte Oszillation in jedem Fall ein nichtlineares Medium voraus, da die durch die Oszillation dissipierte Leistung (P_d) durch die (amplitudenabhängige) zugeführte Leistung (P_s) exakt aufgebracht werden muss. In einem linearen System, wie in Abb. 5.3(a), ist die zugeführte Leistung (gestrichelte Linien) immer kleiner oder immer größer als die dissipierte Leistung (durchgezogene Linie), sodass jede Oszillation gedämpft wäre oder unendlich anwachsen müsste. Nur in den nichtlinearen Beispielen (b) und (c) treten Schnittpunkte der dissipierten und zugeführten Leistung bei endlichen Amplituden A_0 auf. Dabei stellt die Situation (b) eine stabile Situation dar, weil für Amplituden $A > A_0$ die dissipierte Leistung größer als die aufgenommene ist und die Oszillation somit gedämpft wäre. Für Situation (c) gilt das Gegenteil, sodass für diesen Fall die Amplitude A_0 einem labilen Gleichgewicht entspricht. Allgemein können natürlich sowohl die zugeführte als auch die dissipierte Leistung nichtlinear sein.

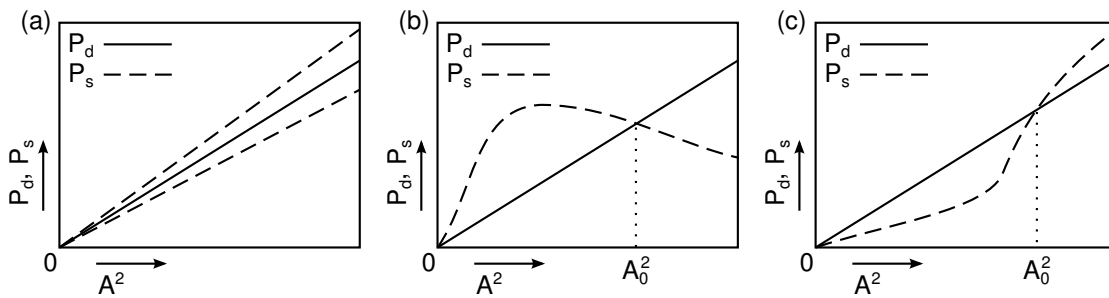


Abbildung 5.3 In Oszillation dissipierte Leistung P_d und der Oszillation zugeführte Leistung P_s in Abhängigkeit vom Amplitudenquadrat für ein (a) lineares System, (b) stabiles nichtlineares System und (c) instabiles nichtlineares System. (Grafik nach Ref. [151])

Während die Energiebilanz bestimmt, bis auf welche *Amplitude* die Wellen anwachsen, bestimmt die (lokale) Dispersionsrelation, welche *Moden* (Frequenzen und Wellenzahlen) angeregt werden. Zwar zeigt die Dispersionsrelation, wie sie für typische Parameter beispielhaft in Abb. 5.4 dargestellt ist, für viele Moden eine positive Anwachsrate (gestrichelte Kurve), es kann sich aber an jedem Ort nur eine Mode auf Kosten aller anderen durchsetzen. Es ist zu erwarten, dass die sich durchsetzende Mode nahe dem Maximum der Anwachsrate zu finden ist, da sie am schnellsten wächst und somit den Wettbewerb um die verfügbaren Ressourcen gewinnt. Interessanterweise liegt das Maximum der Anwachsrate bei Moden, für die $\vec{k} \cdot \vec{v}_{i0} \approx \omega_{pi}$ gilt (vgl. Ref. [20, 72, 134]). Dies entspricht der Buneman-Resonanz-Bedingung, die ursprünglich für die Zwei-Strom-Instabilität aus Elektronen und Ionen gefunden wurde [152]. Die Ionen erfahren beim Passieren des (auf der Ionen-Zeitskala eingefrorenen) Staubbichteprofils eine Modulation mit der Frequenz $\vec{k} \cdot \vec{v}_{i0} = kv_{i0} \cos \theta$. Entspricht diese Frequenz der Ionenplasmafrequenz, handelt es sich um eine resonante Kopplung an die Welle, wodurch die Anwachsrate maximal wird. Wie Piel *et al.* [72, 134] zeigten, treten in staubigen Plasmen, die vergleichbar mit den hier untersuchten sind, für $v_{i0} \leq 0,3 v_B$ die Moden parallel zur Ionenströmung ($\theta = 0$) bevorzugt auf. Für größere Ionengeschwindigkeiten wachsen schräg zur Richtung der Ionenströmung propagierende Wellen stärker. Bei diesen ist die von den Ionen „wahrgenommene“ Wellenlänge um den Faktor $1/\cos \theta$ größer als die tatsächliche Wellenlänge der Staubbichtewelle, sodass die Modulation der Ionen trotz höherer Geschwindigkeit bei etwa der Ionenplasmafrequenz bleibt und die Buneman-Resonanz-Bedingung weiterhin erfüllt ist.

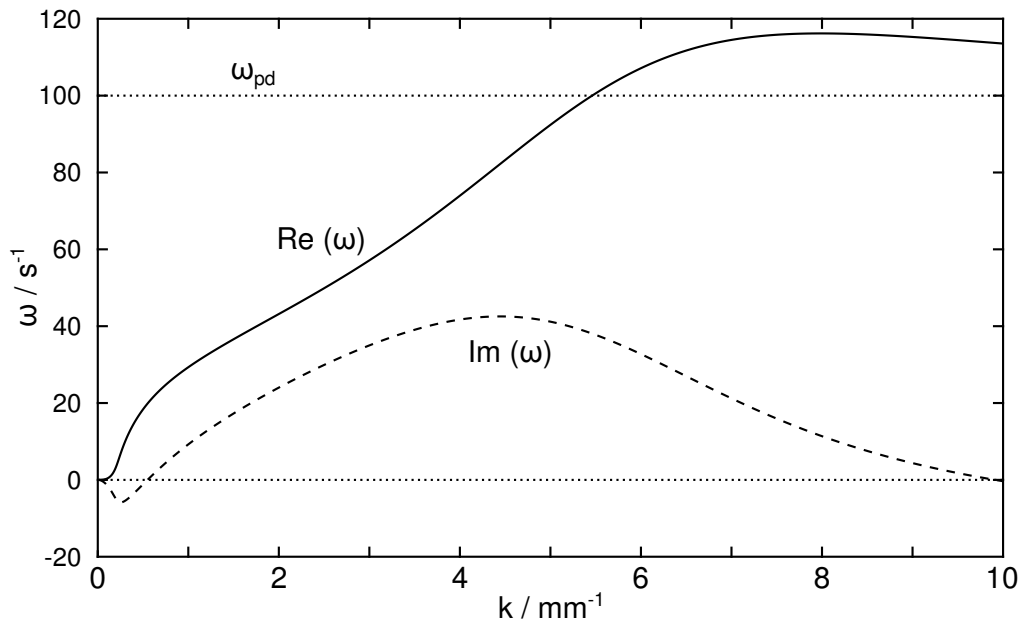


Abbildung 5.4 Dispersionsrelation nach Gl. (2.42) für $n_i = n_e = 5 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 100 T_i = 3 \text{ eV}$, $n_d = 1 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$, $\omega_{pd} = 100 \text{ s}^{-1}$, $p = 14 \text{ Pa}$ und $v_{i0} = 0,3 v_B$.

Da für die Bohmgeschwindigkeit $v_B = \omega_{pi} \lambda_{De}$ gilt und für das Beispiel der Dispersionsrelation in Abb. 5.4 $v_{i0} = 0,3 v_B$ gewählt wurde, vereinfacht sich die Buneman-Resonanz-Bedingung für $\theta = 0$ hier zu $k \approx 1/(0,3 \lambda_{De})$. Mit den für die Abbildung verwendeten Größen ($T_e = 3 \text{ eV}$ und $n_e = 5 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$) ergibt sich eine Wellenzahl für die Buneman-Resonanz bei $k \approx 5,8 \text{ mm}^{-1}$. Dies befindet sich nahe dem Maximum der berechneten Anwachsrate.

5.3 Experimentelle Bestimmung der Frequenz und Wellenlänge

Die Intensität I eines Pixels in der Videoaufnahme einer Staubwolke stellt einen Graustufenwert an einer Position des dreidimensionalen Raums aus radialer Position r , axialer Position z und Zeitpunkt t dar. Zur sinnvollen Darstellung müssen daher immer zweidimensionale Schnitte gebildet werden. Die aufgenommenen Einzelbilder entsprechen dabei Schnitten zu verschiedenen Zeitpunkten t_j . Aus diesen könnte von Hand bereits die Wellenlänge abgeschätzt werden. Um die Periodendauer (und darüber die Frequenz) händisch zu bestimmen, wird ein Schnitt senkrecht zu r oder z verwendet. Derartige Schnitte sind bereits in Abb. 5.1(c) und (d) sowie Abb. 5.2(c) und (d) verwendet worden. Sie werden auch als Raumzeitdiagramme bezeichnet. Dadurch werden die zeitlichen Abstände der Wellenberge sichtbar und repräsentieren die Periodendauer T . Propagieren die Wellen außerdem in die dargestellte Raumrichtung, kann die Wellenlänge λ als räumlicher Abstand der Wellenberge abgelesen werden. Die Steigung der Streifen entspricht dann der Phasengeschwindigkeit der Wellen $v_{ph} = \omega/k = \lambda/T$. Zwar sind diese Darstellungen sehr anschaulich und geben einen guten Überblick, die Frequenz- und Wellenlängenbestimmung funktioniert mittels Fouriermethoden aber meist einfacher und besser.

Zur Anwendung von Fouriermethoden werden mittelwertbefreite Daten benötigt. Dafür werden die Rohdaten als erstes mit einem Gaussfilter räumlich weichgezeichnet, um die Körnigkeit der Aufnahmen aufgrund der Einzelpartikel in eine Dichteinformation zu transformieren. Die so erhaltenen Daten werden in relative Fluktuationen, bezogen auf ein zeitlich gleitendes Mittel, umgerechnet:

$$\tilde{I}_d(r, z, t) = I_d(r, z, t) / \langle I_d(r, z, t) \rangle_{\Delta t} - 1. \quad (5.1)$$

Wenn nicht anders angegeben, wird dafür über 50 Bilder gemittelt, was bei 80 fps etwa $\Delta t = 0,6 \text{ s}$ entspricht – bei einer Wellenfrequenz von 10 Hz entspricht dies also 6 Perioden. Die Größe \tilde{I}_d stellt nun relative Fluktuationen dar, die minimal den Wert -1 annehmen können, wenn die Intensität des Streulichts auf $I_d(r, z, t) = 0$ fällt. Ist die Intensität gleich dem gleitenden Mittelwert, gilt $\tilde{I}_d = 0$. Aus den so berechneten Fluktuationen der Intensität kann mittels diskreter bzw. schneller Fouriertransformation (FFT) zum Beispiel die Zeitkoordinate in eine Frequenzkoordinate umgerechnet werden. Die Spektren enthalten dann alle Frequenzen, die am jeweils betrachteten

Ort über die analysierte Zeitreihe auftreten. Gleiches ließe sich auch für die Raumrichtungen durchführen, um Wellenzahlen zu bestimmen. Die vergleichsweise kurze Signallänge (begrenzt durch die Pixel in einer Richtung) erzeugt jedoch sehr ungenaue Ergebnisse.

Eine weitere Fouriermethode, die es erlaubt, Frequenzen zeitabhängig und Wellenzahlen ortsabhängig zu bestimmen, verwendet die Bildung des *analytischen Signals*. Dieses ist ein Standardverfahren in der Signalübertragung und wurde vor wenigen Jahren erstmals für die Analyse von Staubbichtewellen verwendet [153]. Das analytische Signal ist die Überführung der zeitlichen Entwicklung der (reellen) Intensität eines Ortes $I(t)$ in das komplexe Signal $I_a(t) = |I_a(t)| \exp(i\varphi(t))$:

$$\begin{aligned} I_a(t) &= I(t) + i \cdot I(t) * \frac{1}{\pi t} , \\ &= I(t) + i \cdot \mathcal{H}(I(t)) . \end{aligned} \quad (5.2)$$

Hier stellt $*$ den Faltungsoperator dar und $\mathcal{H}()$ bezeichnet die Hilberttransformation. Die angegebene Berechnung des analytischen Signals wird meist im Frequenzraum durchgeführt. In diesem wird das Spektrum in ein Spektrum mit ausschließlich positiven Frequenzen überführt. Aus dem analytischen Signal ergibt sich für jeden Ort die Phase φ der Fluktuationen aus dem Argument der komplexen Werte. Unter der Voraussetzung, dass $\varphi(x, z, t) = k_x(x, z, t) \cdot x + k_z(x, z, t) \cdot z + \omega(x, z, t) \cdot t$ gilt, kann aus den räumlichen und zeitlichen Ableitungen der Phase für jeden Zeitpunkt und Ort eine *instantane* Wellenzahl \vec{k}_{inst} und *instantane* Frequenz f_{inst} angegeben werden. Für ein Signal mit nur einer spektralen Komponente f_0 wäre $f_{\text{inst}} = f_0$. Da die Wellen mehrere spektrale Komponenten enthalten, muss die instantane Frequenz über einige Perioden gemittelt werden, um die Grundfrequenz der Wellen zu bestimmen. Wie bereits für die Intensität kann auch hier ein gleitendes Mittel verwendet werden:

$$f(r, z, t) = \langle f_{\text{inst}}(r, z, t) \rangle_{\Delta t} , \quad (5.3)$$

wobei wiederum über 50 Bilder bzw. $\Delta t = 0,6$ s gemittelt wird.

Abbildung 5.5 zeigt beispielhaft die Ergebnisse dieser Methode für die bereits in Abb. 5.1 dargestellten Daten. In Abb. 5.5(a) und (b) sind zur Orientierung wieder das vertikale bzw. horizontale Raumzeitdiagramm abgebildet. Nebstehend zeigen (c) und (d) die zugehörige Entwicklung der Frequenz, berechnet mittels analytischem Signal nach oben vorgestellter Methode. Halbtransparent sind hier Bereiche markiert, die nicht zur Auswertung herangezogen werden können: Zu Beginn und am Ende der Zeitreihe fallen die Frequenzen stark ab, was ein Artefakt der Berechnung des zeitlich gleitenden Mittelwerts ist. Die übrigen halbtransparenten Bereiche befinden sich außerhalb der Staubwolke oder zeigen keine Wellenaktivität. Die Frequenzen sind dort aus Rauschen berechnete Werte. Abbildung 5.5(c) zeigt deutlich die Zunahme der Frequenz mit der Zeit aufgrund der Druckrampe. Gut zu erkennen durch einen Übergang zum Rauschen, ist in Abb. 5.5(d) die radiale Verschiebung des Einsetzens der Wellen (schwarze Linie) und die vollständige radiale Ausdämpfung der Wellen bei $t \approx 18$ s.

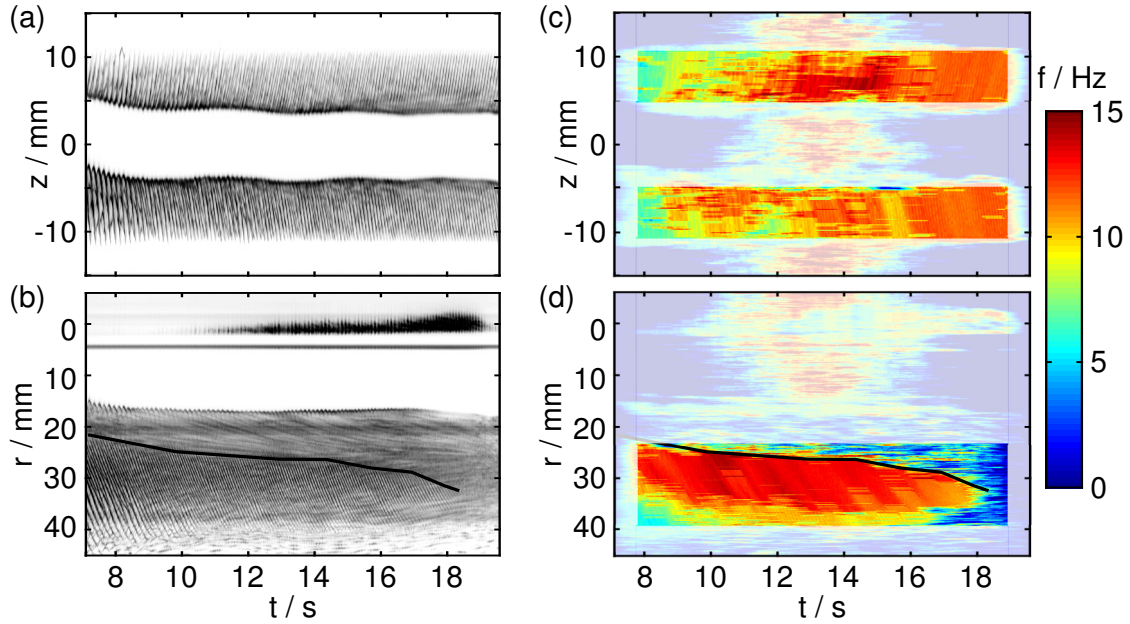


Abbildung 5.5 (a) Vertikales Raumzeitdiagramm, (b) horizontales Raumzeitdiagramm und daraus mittels analytischem Signal berechnete zeitliche Frequenzentwicklung (c) vertikal und (d) horizontal. Die überblendeten Bereiche markieren aus Rauschen berechnete Werte bzw. (zu Beginn und Ende der Zeitreihe) Artefakte der Berechnung des gleitenden Mittelwerts. Die durchgezogene Linie in (b) und (d) markiert die radiale Position des Einsetzens der Wellen.

5.4 Staubakustische Geschwindigkeit

In vielen beobachteten Wellenfeldern variieren Frequenz und Wellenzahl mit dem Ort. Insbesondere nimmt in der vorliegenden Geometrie die Frequenz in der Mittelebene $z = 0$ radial nach außen hin ab (siehe auch Kap. 6). Wird für jeden Ort und Zeitpunkt Frequenz und Wellenzahl bestimmt, ergibt sich ein Teil der realen Dispersionsrelation. Ein Vergleich dieser mit einem theoretischen Modell bleibt aber eine grobe Näherung, da räumliche Variationen der Bedingungen vernachlässigt werden müssen. Eine korrekte Berücksichtigung dieser Variationen, die über einfachste Annahmen hinausginge, ist mit dem aktuellen Stand der möglichen Diagnostiken und Modellierungen nicht möglich, da zu viele Größen mit zu großen Unsicherheiten in die Dispersionsrelation eingehen. Der Vergleich einer über mehrere Orte bestimmten Dispersionsrelation mit einem Modell muss sich daher auf grundlegende Eigenschaften wie zum Beispiel Cutoff-Frequenzen ($\omega > 0$ für $k = 0$) und Phasengeschwindigkeiten beschränken.

Pilch *et al.* [154] haben in Anlehnung an eine Methode von Thompson *et al.* [155] zur Messung einer Dispersionsrelation das Wellenfeld mittels externer Modulation auf verschiedene Frequenzen synchronisiert, sodass Wertepaare (ω, k) am immer gleichen Ort und damit unabhängig von einer räumlichen Plasmavariation gemessen werden konnten. Dabei konnten die Autoren eine theoretisch vorhergesagte Cutoff-Frequenz [156, 157] messen. Die Beobachtung des Cutoffs gelang auch Nosenko *et al.* [158] mittels zweidimensionaler Fourieranalyse eines hoch aufgelösten Raumzeitdiagramms. Da, wie

im vorhergehenden Abschnitt beschrieben, die räumlichen bzw. zeitlichen Abstände der Streifen eines Raumzeitdiagramms der Wellenlänge bzw. Periodendauer entspricht, wird mittels 2D-FFT des Diagramms die Komponente des Wellenvektors in die gewählte Schnittrichtung und die Frequenz der Wellen gleichzeitig bestimmt. In den Raumzeitdiagrammen der Autoren [158] sind longitudinale Defekte (vgl. Abschn. 6.1) zu erkennen, sodass sich Frequenz und Wellenlänge in Ausbreitungsrichtung ändern, was weitere Maxima im 2D-Spektrum erzeugt. Den Verlauf der Maxima interpretierten die Autoren als Dispersionsrelation.

Eine Staubwolke mit ausgeprägtem Wellenfeld und deutlicher Änderung der Wellenlängen zeigt Abb. 5.6(a). Die Staubwolke besteht aus Partikeln mit einem Durchmesser von $6,8\,\mu\text{m}$ und ist bei $14\,\text{Pa}$ und $85\,\text{V}_{\text{pp}}$ eingefangen worden. Für den schwarz umrandeten, schmalen Streifen ist in Abb. 5.6(c) das Raumzeitdiagramm der Kreisfrequenz dargestellt und in (d) das Raumzeitdiagramm der Wellenzahl. Die Diagramme sind entsprechend dem zuvor beschriebenen Verfahren berechnet worden. Die Kreisfrequenz nimmt radial nach außen von Werten um $(70\text{--}80)\,\text{s}^{-1}$ auf Werte um $40\,\text{s}^{-1}$ ab. Die Wellenzahl folgt einem ähnlichen Trend und nimmt von $(4\text{--}5)\,\text{mm}^{-1}$ auf etwa $2\,\text{mm}^{-1}$ ab. Das stufenartige Abnehmen wird im Kap. 6 weiter diskutiert. Da die Daten diskret vorliegen, entspricht jeder Ort (r, t) einem Wertepaar (ω, k) . Die Wertepaare liegen nahe beieinander, sodass es sich anbietet, zur Darstellung ein zweidimensionales Histogramm zu bilden. Dafür wurden die Wertepaare in Frequenzintervalle von $1,1\,\text{s}^{-1}$ Breite und Wellenzahlintervalle von $0,051\,\text{mm}^{-1}$ Breite eingeteilt. Insgesamt ergaben sich 100×100 Klassen. Die relative Klassenhäufigkeit H_k ist in Abb. 5.6(b) farbig dargestellt. Es tritt eine Häufung bei $(\omega \approx 80\,\text{s}^{-1}, k \approx 4\,\text{mm}^{-1})$ und bei $(\omega \approx 40\,\text{s}^{-1}, k \approx 2\,\text{mm}^{-1})$ auf, was auf eine nahezu konstante Phasengeschwindigkeit $v_{\text{ph}} = \omega/k$ deutet. Die Gerade der mittleren Phasengeschwindigkeit $v_{\text{ph}} = \langle \omega \rangle / \langle k \rangle = (18,3 \pm 1,0)\,\text{mm/s}$ ist in rot überlagert.¹

Der Klassenhäufigkeit H_k in Abb. 5.6(b) sind als schwarze Kurven der Realteil (durchgezogen) und der Imaginärteil (gestrichelt) einer Dispersionsrelation nach dem in Abschn. 2.5.2 vorgestellten Modell für typische Bedingungen überlagert (vgl. auch Abb. 5.4). Um einen Vergleich mit der Messung ziehen zu können, wurde für die Berechnung der Dispersionsrelation ein Gasdruck von $14\,\text{Pa}$ und eine Partikelgröße von $6,8\,\mu\text{m}$ gewählt. Staubdichtewellen treten außerdem bei Dichten in der Größenordnung von $n_d \approx 10^{11}\,\text{m}^{-3}$ auf. Für das Plasma sind $T_e = 100\,T_i = 3\,\text{eV}$ und $n_i = 5 \cdot 10^{14}\,\text{m}^{-3}$ plausible Annahmen. Die Ionengeschwindigkeit ist einer größeren Unsicherheit unterlegen, da der genaue Feldverlauf in der Staubwolke unbekannt ist. Allgemein ist zu erwarten, dass die Ionen im Wesentlichen zu den Elektroden strömen. Für die Mittelebene $z = 0$ ist aufgrund der Symmetrie der Entladung aber die Annahme einer rein radialen Strömung plausibel. Da die Wellen auch ober- und unterhalb der Mittelebene, wo eine größere z -Komponente der Ionenströmung zu erwarten ist, radial nach außen propagieren, handelt es sich dort um schräg zur Ionenströmung propagierende Wellen, die nach Ref. [72] bei $v_{i0} > 0,3\,v_B$ auftreten. Für die Dispersionsrelation in

¹ Der angegebene Fehler ergibt sich aus der Klassenauflösung. Der Fehler des Mittelwerts ist zwei Größenordnungen geringer.

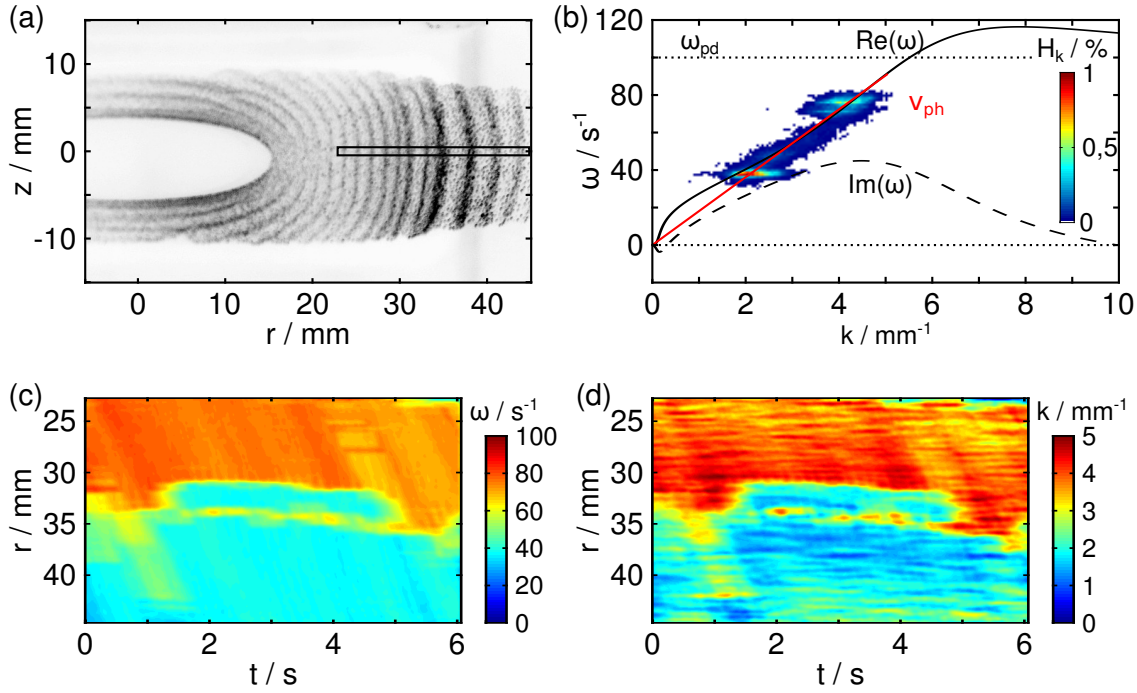


Abbildung 5.6 (a) Staubwolke aus $6,8 \mu\text{m}$ Partikeln mit ausgeprägtem Wellenfeld bei 14 Pa und 85 V_{pp} . (b) Farblich hinterlegt: Relative Klassenhäufigkeit H_k der Wertepaare aus Kreisfrequenz und Wellenzahl für den in (a) markierten Bereich. Dargestellt sind zusätzlich der Real- und Imaginärteil der Dispersionsrelation aus Abb. 5.4 (durchgezogene bzw. gestrichelte schwarze Kurven) und die mittlere Phasengeschwindigkeit (rote Gerade). Die unteren Grafiken zeigen Raumzeitdiagramme (c) der Kreisfrequenz und (d) der Wellenzahl für den in (a) markierten Bereich.

der Mittelebene ist deshalb $v_i = 0,3 v_B$ abgeschätzt worden. Die Staublading würde nach dem Einzelteilchenmodell der Aufladung (Abschn. 2.1) in der Größenordnung 10^4 Elektronen liegen, was unrealistisch wäre, da die Staubladingdichte die Plasmadichte übertreffen würde. Daher ist hier ein anderer Ansatz verfolgt worden: Die Frequenzskala der Dispersionsrelation wird wesentlich durch die Staubplasmafrequenz ω_{pd} bestimmt und für $\omega_{pd} = 100 \text{ s}^{-1}$ bildet der theoretische Verlauf die experimentellen Daten gut ab. Aus der Staubplasmafrequenz und der Staubladingdichte ergibt sich nach Gl. (2.32) eine Staublading von etwa 2900 Elektronen, sodass auch die Staubladingdichte kleiner ist als die Plasmadichte.

Im langwelligen Grenzfall, also für kleine Wellenzahlen, sollte die Phasengeschwindigkeit der Staubladingwellen der *staubakustischen* Geschwindigkeit $c_{daw} = \omega_{pd} \lambda_D$ entsprechen (vgl. Abschn. 2.5 und Gl. (2.44)). Mit den für die Dispersionsrelation in Abb. 5.6(b) verwendeten Parametern ergibt sich eine linearisierte Debyelänge von $\lambda_D = 57,5 \mu\text{m}$. Dabei wurde zur Einhaltung der Quasineutralität $n_e = 2 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ verwendet. Mit der Staubplasmafrequenz von $\omega_{pd} = 100 \text{ s}^{-1}$ ergibt sich eine staubakustische Geschwindigkeit von lediglich $c_{daw} = 5,75 \text{ mm/s}$. Die Abweichung um mehr als den Faktor 3 zur experimentell bestimmten Phasengeschwindigkeit von $(18,3 \pm 1,0) \text{ mm/s}$

lässt sich nicht sinnvoll durch falsch angenommene Parameter begründen, da eine größere Staubbichte aufgrund der Quasineutralität eine in gleichem Maße größere Plasmadichte erfordert, wenn die Staubladung konstant bleiben soll. Dadurch würde aber die Abschirmlänge kleiner werden und die staubakustische Geschwindigkeit nahezu konstant bleiben. Natürlich ist auch eine größere Staubladung denkbar. Zur Einhaltung der Quasineutralität würde dies aber wiederum eine größere Plasmadichte und somit eine kleinere Abschirmlänge bedingen. Effektiv wäre eine etwa zehnfach größere Staubladung und Plasmadichte erforderlich, um die Abweichung zu erklären. Eine Idee zur möglichen Klärung der Diskrepanz gab Piel [18]: Um Beobachtungen von Thomas *et al.* [159], die ebenfalls diese Diskrepanz zeigten, zu erklären, schlug er vor, in der Abschirmlänge die Ionenströmung zu berücksichtigen und die effektive Abschirmlänge λ_{eff} nach Hutchinson [98] für die staubakustische Geschwindigkeit zu verwenden: $c_{\text{eff}} = \omega_{\text{pd}} \lambda_{\text{eff}}$. Nach Gl. (2.25) und (2.30) ergibt sich für die vorliegende Situation $\lambda_{\text{eff}} = 137 \mu\text{m}$ und somit eine effektive staubakustische Geschwindigkeit von $c_{\text{eff}} = 13,7 \text{ mm/s}$. Dieser Wert ist wesentlich näher an der gemessenen Phasengeschwindigkeit. Die Tatsache, dass es sich hier um eine Entladung handelt, die sehr verschieden von der von Thomas *et al.* [159] verwendeten ist, lässt die Vermutung zu eines nicht zufälligen Ergebnisses zu.

Für Staubbichtewellen im *kurzwelligen* Bereich folgerten Thomas *et al.* [159] aus Abweichungen von der erwarteten Phasengeschwindigkeit, dass der Staub nicht, wie allgemein angenommen, kalt sei. Mit einer kinetischen Temperatur der Staubpartikel zwischen 10 eV und 35 eV konnten die Autoren die höhere Geschwindigkeit für kurze Wellenlängen erklären. Sie verwendeten eine einfache Dispersionsrelation wie in Gl. (2.44) mit dem Unterschied, dass sie in der Suszeptibilität des Staubs (vgl. Gl. (2.41)) nicht die Staubtemperatur vernachlässigten, sodass sich folgende Relation ergab [159]:

$$\omega^2 = k^2 v_{\text{Td}}^2 + \frac{k^2 c_{\text{daw}}^2}{1 + k^2 \lambda_D^2}, \quad (5.4)$$

wobei die thermische Geschwindigkeit des Staubs $v_{\text{Td}} = (k_B T_d / m_d)^{1/2}$ verwendet wurde.

Williams *et al.* [160] haben den Ansatz der endlichen Staubtemperatur auf den langwelligen Grenzfall, der auch hier diskutiert wurde, ausgeweitet und konnten eine gute Übereinstimmung der Messungen mit der theoretischen Dispersionsrelation bei einer kinetischen Staubtemperatur von 300 eV bis 400 eV finden. Für den langwelligen Grenzfall wird die Phasengeschwindigkeit nach Gl. (5.4) zu

$$\lim_{k \rightarrow 0} v_{\text{ph}} = \sqrt{v_{\text{Td}}^2 + c_{\text{daw}}^2}. \quad (5.5)$$

Die Zunahme der Phasengeschwindigkeit durch eine Berücksichtigung der Staubtemperatur erklärt demnach die bessere Übereinstimmung der Messungen von Williams *et al.* [160] mit den theoretischen Erwartungen.

Die Berücksichtigung der Staubtemperatur in der oben bestimmten effektiven staubakustischen Geschwindigkeit durch $c_{\text{eff}}^* = (v_{\text{Td}}^2 + c_{\text{eff}}^2)^{1/2}$ würde eine Phasengeschwindigkeit ergeben, die näher an der gemessenen Geschwindigkeit von $v_{\text{ph}} = (18,3 \pm 1,0)$ mm/s läge. In einem Wellenfeld in dem in dieser Arbeit verwendeten Experiment haben wir (Himpel *et al.* [137]) mittels stereoskopischer Beobachtungen jedoch nur eine kinetische Temperatur von etwa 25 eV gemessen, was bei den verwendeten Partikeln einer Geschwindigkeit von $v_{\text{Td}} \approx 4$ mm/s entspricht. Damit ist $c_{\text{eff}}^* \approx 14,3$ mm/s. Um eine Geschwindigkeit nahe der gemessenen zu erhalten, wäre eine Staubtemperatur von etwa 230 eV nötig. Dies entspräche einer thermischen Geschwindigkeit von $v_{\text{Td}} = 12,2$ mm/s, was sehr hoch erscheint.

Zusammenfassend erscheint es gerechtfertigt, die reduzierte Ionenabschirmung in einer effektiven Debyeabschirmung und daher auch in einer effektiven staubakustischen Geschwindigkeit zu berücksichtigen. Durch diesen Schritt sind die gemessenen Phasengeschwindigkeiten der Staubbichtewellen vergleichbar mit den theoretischen Erwartungen aus einer plausiblen Abschätzung. Gleichzeitig stimmen die theoretischen Erwartungen bei Berücksichtigung einer endlichen Staubtemperatur etwas besser mit den gemessenen Werten überein. Die Staubtemperatur liefert nach unseren Messungen jedoch nur einen geringen Beitrag zur Phasengeschwindigkeit.

6 Kommensurable und inkommensurable Frequenzcluster

Die Anregung der Staubbichtewellen durch die Ionenströmung stellt einen wichtigen Unterschied zu akustischen Wellen dar: Anstatt an einem Ort lokal durch eine externe Kraft angeregt zu werden und sich gemäß Huygens Prinzip auszubreiten, nimmt die Staubbichtewelle im gesamten Wellenfeld Energie auf, was eine Ausbreitung trotz starker Neutralgasdämpfung überhaupt erst ermöglicht. Da der Energieeintrag in verschiedene Moden von den lokalen Bedingungen (Staub- und Plasmadichte, Plasmatemperatur, Ionenströmungsgeschwindigkeit) abhängt, ist bei Anwesenheit eines Gradienten in diesen Größen auch eine lokale Variation der Moden denkbar. Während sich bei der Ausbreitung einer Störung in einem passiven Medium (zum Beispiel Schall in Luft) nur die Wellenlänge, nicht aber die Frequenz anpasst, ermöglicht der lokale Antrieb der Staubbichtewellen prinzipiell eine Anpassung der Wellenlänge *und* Frequenz.

Dieses nichtlineare Verhalten wurde in Form der sogenannten Frequenzcluster von Menzel *et al.* [27, 31] beobachtet. Charakteristisch für diese Frequenzcluster sind die inkommensurablen Frequenzen benachbarter Frequenzdomänen, die nicht durch rationale Verhältnisse p/q mit kleinen ganzen Zahlen p, q beschrieben werden können. Eine erweiterte Analyse selbsterregter kommensurabler Frequenzcluster ist Gegenstand dieses Kapitels.

6.1 Frühere Beobachtungen räumlicher Frequenzvariation

In einer stationären Staubwolke ist die Phasengeschwindigkeit jeder möglichen Mode an jedem Ort zeitlich konstant, wenn auch nicht zwangsläufig überall und für jede Mode gleich. Unter dieser nicht wesentlich einschränkenden Bedingung muss eine longitudinale Frequenzänderung mit der Erzeugung oder Vernichtung einer Wellenfront einhergehen. Eine transversale Frequenzänderung erfordert einen Übergang, in dem die Wellenfronten aufbrechen. Anschaulich lässt sich dies so beschreiben: Wenn an einem Ort N Wellenberge je Sekunde gezählt werden und an einem zweiten, in Ausbreitungsrichtung verschobenen Ort M Wellenberge je Sekunde, dann müssen im Bereich dazwischen je Sekunde $N - M$ Wellenberge vernichtet werden. Andernfalls würde sich der Bereich zwischen den Messpunkten mit Wellenbergen füllen (bzw. leeren, wenn $M > N$), was keinem stationären Zustand entspräche. Sind die Orte der Zählungen transversal verschoben, müssen für $N \neq M$ die Wellenfronten zwischen den beiden Or-

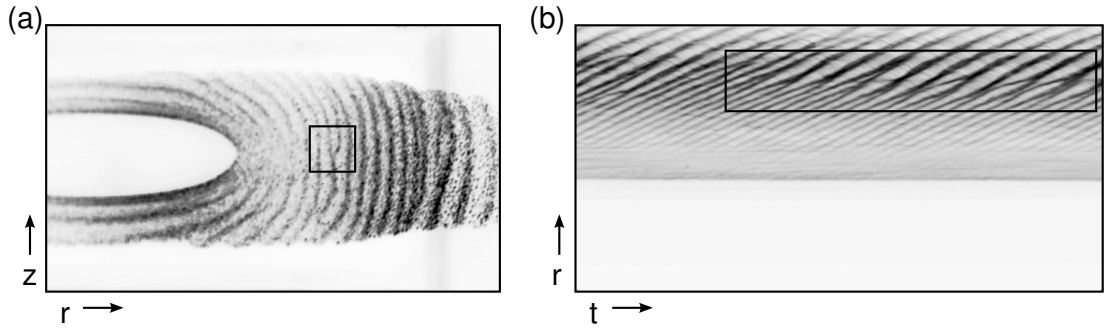


Abbildung 6.1 (a) Defekt mit transversalem Frequenzsprung. (b) Defekte mit longitudinalem Frequenzsprung.

ten aufbrechen, sodass zum Beispiel zwei Wellenberge (transversal) zu einem einzelnen zusammenlaufen. Beispiele für diese sogenannten (*topologischen*) Defekte [153] zeigt Abb. 6.1. In Teil (a) markiert der schwarze Rahmen eine aufgebrochene Wellenfront, was einem transversalen Frequenzsprung entspricht. In Abb. 6.1(b) ist das Raumzeitdiagramm eines horizontalen Schnitts durch das Wellenfeld dargestellt. Hier markiert der schwarze Rahmen einen Bereich, in dem nahezu regelmäßig Wellenberge (schwarze Streifen) longitudinal zusammenlaufen, sodass die Frequenz in Ausbreitungsrichtung r abnimmt.

Diese Phänomene lassen sich zahlreich in Untersuchungen zu Staubdichtewellen finden: Pilch *et al.* [29] modulierte die Staubwolke eines anodischen Plasmas durch eine Modulation des Entladungsstroms. Die Autoren beobachteten, dass sich bei eingeschalteter Modulation das Wellenfeld auf (sub)harmonische Frequenzen der Modulationsfrequenz einstellte. Ohne externe Modulation war ebenfalls eine longitudinale Frequenzänderung zu beobachten, entsprach aber eher einem homogenen Gradienten als einer Stufe. In den Raumzeitdiagrammen der Autoren finden sich auch die beschriebenen Defekte. Zur Messung der Dispersionsrelation haben Nosenko *et al.* [158] eine Staubwolke vor der Anode eines DC-Plasmas eingefangen. Die 2D-FFTs verschiedener Bereiche des Raumzeitdiagramms ergaben breite Frequenzspektren, welche in Ausbreitungsrichtung zu niedrigeren Frequenzen tendierten. Bei genauer Betrachtung des Raumzeitdiagramms sind dort die beschriebenen Defekte ebenfalls deutlich zu erkennen. Die transversalen Defekte und deren Detektion durch Rekonstruktion der Phasenkarte mittels analytischen Signals wurden erstmals von Menzel *et al.* [27, 31, 153] mit dem auch hier verwendeten Experiment unter Schwerelosigkeit beschrieben. Die rekonstruierte Phasenkarte ist in Abb. 6.2(a) dargestellt. Der schwarze Rahmen markiert beispielhaft einen Defekt, der durch eine aufgebrochene Wellenfront entstanden ist. Die Autoren zeigten auch, dass ein solcher Defekt einen Frequenzsprung induziert und das Wellenfeld in Bereiche unterschiedlicher Frequenz unterteilt, sogenannter *Frequenzcluster*. Die gefundene Frequenzkarte [31] ist in Abb. 6.2(b) farbig dargestellt. Als schwarze Punkte überlagert sind die in dem Zeitintervall der Mittelung aufgetretenen Defekte. Es wird offensichtlich, dass die Defekte, wie zu erwarten, auf den Clustergrenzen auftreten. Kürzlich beschrieb Williams [28] die zeitliche Entwicklung dieser Cluster

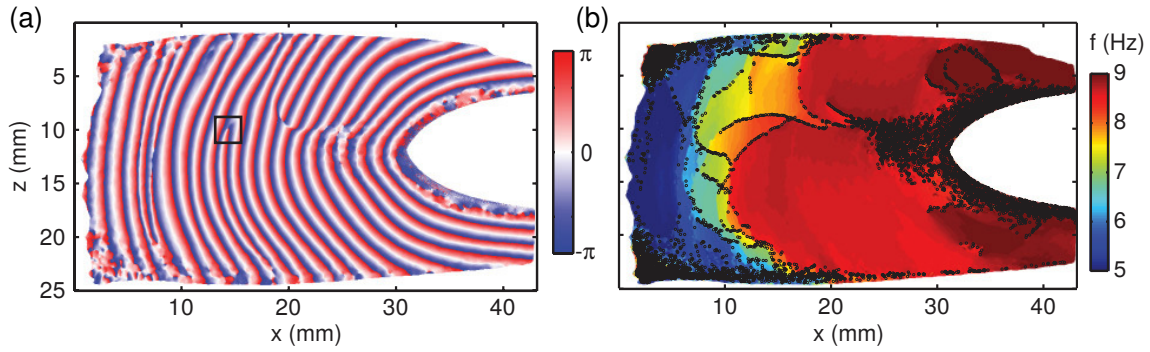


Abbildung 6.2 (a) Phasenkarte eines Wellenfeldes von Staubdichtewellen unter Schwerelosigkeit. Der schwarze Rahmen markiert einen Phasendefekt. (b) Zugehörige Frequenzkarte, berechnet aus der zeitlichen Ableitung der Phase. Die schwarzen Punkte markieren Phasendefekte in der Zeit über die die Frequenz gemittelt wurde. (Grafiken aus Ref. [31]. Copyright (2011) by The American Physical Society.)

in der ausgedehnten Staubwolke eines DC-Plasmas für verschiedene Gasdrücke. Dabei wurde festgestellt, dass die Cluster kurzlebig sind und bei größerem Druck in einem kleineren Raumbereich auftreten. Außerdem maß Williams [28] longitudinal einen nahezu konstanten Frequenzsprung von 10 Hz. In einem weiteren Paper konnte der Autor demonstrieren, wie Wellen beim Einschalten eines Treibers auf dessen Frequenz einrasten [161]: Die Treiberfrequenz breitete sich longitudinal aus und ersetzte schließlich den natürlichen Frequenzgradienten. Beim Ausschalten des Treibers war hingegen eine nahezu sofortige Rückkehr zum Frequenzgradienten zu beobachten. Chang *et al.* [127] sowie Tsai und I [162] rekonstruierten die 3D-Trajektorien der auftretenden Defekte und stellten einen Zusammenhang zur Turbulenz im Wellenfeld her.

Als Erklärung für die gefundenen Frequenzcluster schlugen Menzel *et al.* [27, 31] vor, die Welle als System gekoppelter, nichtlinearer Van-der-Pol(VdP)-Oszillatoren zu modellieren, da aufgrund der Neutralgasdämpfung die Welle nicht als durch das System propagierend, sondern als in jedem Punkt lokal angeregt zu betrachten sei. Jeder Oszillator hätte aufgrund der lokalen Bedingungen eine eigene natürliche Frequenz. Durch die Kopplung der Oszillatoren könnten diese sich dann über einen gewissen Bereich auf eine gemeinsame Frequenz synchronisieren. Wenn der Frequenzabstand von der natürlichen, durch die maximale Anwachsrate bestimmten, Frequenz jedoch zu groß sei, könne die Synchronisation aufbrechen. Mit einem numerischen Modell konnten die Autoren zeigen, dass eine Kette aus gekoppelten VdP-Oszillatoren ein vergleichbares Verhalten wie die Staubdichtewellen zeigt [163].

Pilch *et al.* [29] konnten in ihren Experimenten ebenfalls Hinweise auf ein Van-der-Pol-artiges Verhalten finden: Die Wellen konnten auf einem kleinen Frequenzbereich superharmonisch angeregt werden, das heißt, dass die Modulationsfrequenz nahe einer Harmonischen der beobachteten Wellenfrequenz liegen musste, um die Wellen anzuregen.

Ein System von VdP-Oszillatoren als Modell für die Staubbichtwellen ist zunächst nur ein übergeordnetes Modell zur modellhaften Erklärung der Phänomene. Eine 1-zu-1-Zuordnung eines Oszillators zu einem benennbaren Teil der Staubwolke erscheint schwierig, da die Partikel nicht als durch Federn verbunden betrachtet werden können. Eher könne die Wechselwirkung der Wellenberge mit den Eigenschaften der Oszillatoren verglichen werden, so Menzel *et al.* [163]. Das Modell wird in Abschn. 6.3 wieder aufgegriffen und erweitert.

6.2 Selbsterregte kommensurable Frequenzcluster

In neueren Experimenten in der *IMPF-K2*-Kammer wurden neben den von Menzel *et al.* [27] gefundenen inkommensurablen Frequenzclustern auch Wellenfelder beobachtet, in denen harmonische Frequenzverhältnisse bevorzugt erscheinen. Dabei wurden vor allem Frequenzen im Verhältnis (2:1), selten auch im Verhältnis (4:2:1), beobachtet. Es handelt sich somit um Wellenfelder, die selbsterregte kommensurable Frequenzcluster bilden. Dieses von dem Phänomen der Frequenzcluster in Oszillatorketten abweichende Verhalten ist bisher nur von extern modulierten Staubbichtwellen bekannt [29].

Ein Beispiel für ein Wellenfeld mit kommensurablen Frequenzen im Verhältnis (2:1) war bereits in Abb. 5.6 bei der Messung der Phasengeschwindigkeit dargestellt. Dort zeigte das Raumzeitdiagramm des horizontalen Schnitts der Kreisfrequenzen eine sprungartige Abnahme von $\omega \approx 80 \text{ s}^{-1}$ auf $\omega \approx 40 \text{ s}^{-1}$. Radial ein- bzw. auswärts des Sprungs war die Frequenz nahezu konstant. Mit der sprungartigen Halbierung der Frequenz ging eine ebenso sprungartige Verdoppelung der Wellenlänge einher, sodass die Phasengeschwindigkeit der Wellen konstant blieb.

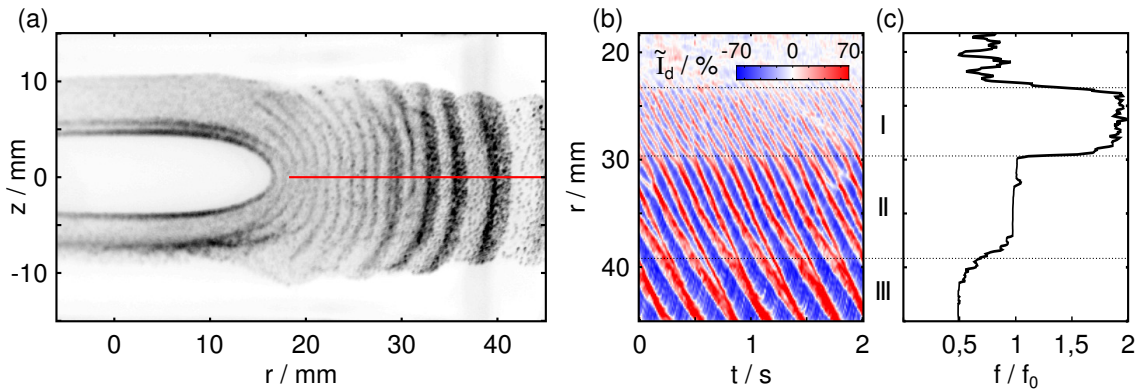


Abbildung 6.3 (a) Momentaufnahme einer Staubwolke mit ausgeprägtem Wellenfeld. (b) Raumzeitdiagramm der Staubbichtfluktuation \tilde{I}_d entlang der in (a) eingezeichneten roten Linie und (c) Frequenzen über dem in (b) dargestellten Zeitraum bezogen auf $f_0 = 6,8 \text{ Hz}$.

Ein weiteres Beispiel kommensurabler Frequenzverhältnisse zeigt Abb. 6.3, hier mit einem Frequenzverhältnis von (4:2:1). In der Momentaufnahme (a) sind radial außerhalb des Voids kaum Defekte auszumachen, eine Änderung der Welleneigenschaften bei $r \gtrsim 30$ mm ist jedoch offensichtlich. Sowohl eine Vergrößerung der Wellenlänge als auch eine Erhöhung der Partikeldichte in den Wellenbergen (dunkle Bereiche) sind zu erkennen. Abbildung 6.3(b) zeigt das Raumzeitdiagramm der Staubbichtefluktuation \tilde{I}_d für den in (a) rot markierten Streifen über einen Ausschnitt von etwa 2 s. Im Diagramm sind drei Zonen des Wellenfeldes zu unterscheiden (I–III). Von Zone zu Zone wird insbesondere eine Verringerung der Frequenz durch die in Ausbreitungsrichtung r zeitlich größer werdenden Abstände der Wellenberge (horizontaler Abstand der roten Streifen) deutlich. Ebenso ist vor allem von I zu II, weniger deutlich auch von II zu III, eine Zunahme der Amplituden zu erkennen. Nahe der gepunktet eingezeichneten Grenzen zwischen den Bereichen laufen je zwei radial auswärts propagierende Wellenberge zusammen und verdoppeln die Wellenlänge bei halbiert Frequenz, sodass die Phasengeschwindigkeit nahezu konstant bleibt. Die Variation der Frequenz lässt sich durch Bildung des analytischen Signals (5.2) quantifizieren: Dafür wurde die instantane Frequenz über den dargestellten Zeitraum von 2 s gemittelt und als Kurve in Abb. 6.3(c) dargestellt. Die Frequenzen sind auf $f_0 = 6,8$ Hz normiert dargestellt, sodass das kommensurable Verhältnis der drei Cluster deutlich wird.

Abgesehen von der Frage nach der Ursache dieses bevorzugt periodischen Zusammenlaufens von Wellenbergen ist ebenfalls nicht offensichtlich, bei welchen Parametern die kommensurablen Frequenzverhältnisse auftreten. Im Folgenden soll dies durch die Kategorisierung der Frequenzcluster und die Darstellung ihrer Abhängigkeiten von den experimentellen Parametern des Wellenfeldes sowie von den im Wellenfeld auftretenden Frequenzen untersucht werden.

Wie in Abschn. 5.1 beschrieben, bestimmen vor allem die Staubmenge bzw. -dichte und der Neutralgasdruck die Bildung und die Eigenschaften der Staubbichtewellen. Während der Neutralgasdruck hinreichend präzise (mindestens eine Dezimalstelle) durch ein Baratron gemessen werden kann, ist die Staubmenge komplizierter zu bestimmen (vgl. Abschn. 3.2). Zwar lässt sich durch Zählen der sichtbaren Partikel eine Größenordnung abschätzen, aber da die Auflösung zu gering für eine eindeutige Partikelerkennung ist, ist der resultierende Fehler weit größer als der Unterschied der Staubmengen zweier Parabeln, in denen unterschiedliche Wellenfelder auftreten. Die Intensität einer weichgezeichneten Staubwolke könnte als relatives Maß für die Staubbichte dienen. Dies würde aber voraussetzen, dass die Aufnahmegrößen (Belichtungsdauer, Blende, Gain) sowie die Helligkeit und Justierung des Beleuchtungslasers in allen Messungen identisch sind. Für aufeinander folgende Parabeln mag dies gewährleistet sein, für eine umfangreichere Statistik über mehrere Messtage oder Messkampagnen ist dies aber nicht sichergestellt. Bei der Untersuchung zum Einfluss der Staubbichte in Abschn. 5.1 ist in Abb. 5.2 zu erkennen, dass die Ausdehnung des Voids als indirektes Maß für die Staubmenge dienen kann: In den dort dargestellten Raumzeitdiagrammen ist die Zugabe von weiterem Staub in die Entladung durch eine Verschiebung der Voidkante nach innen zu erkennen. Diese Verschiebung ist durch das steile Einschluss-

potential aufgrund der Randschicht am äußeren Rand der Staubwolke zu erklären. Eine Zugabe von Staub bewirkt eine Ausdehnung der Wolke vor allem in Richtung des Zentrums, wo das Einschlusspotential flacher ist. Die Zugabe muss sich daher durch eine Verkleinerung des Voids zeigen.

Neben dem Druck p und der vertikalen Ausdehnung des Voids h_{void} wurde zusätzlich lokal die Frequenz f_{lok} der Welle mit der höchsten Leistung im Intervall von $r = 34,6 \text{ mm}$ bis $r = 36,1 \text{ mm}$ bestimmt. Das Intervall wurde so gelegt, dass bei kommensurablen Frequenzclustern des Verhältnisses (2:1) die niedrigere Frequenz gemessen wurde. Des Weiteren war bei einem Teil der Parabeln eine Oszillation der Voidgröße sichtbar. Um die Oszillation zu quantifizieren, wurde die relative Fluktuation der sichtbaren Fläche des Voids \dot{A}_V bestimmt und mittels Fourieranalyse die Frequenz der größten Leistung im Spektrum der Fluktuationen f_{void} ermittelt.

6.2.1 Kategorisierung der Frequenzcluster

Die auftretenden Frequenzcluster können nicht immer eindeutig als strikt inkommensurabel oder kommensurabel identifiziert werden, sodass die auftretenden Wellenfelder in drei Kategorien unterteilt werden: 1. Cluster mit inkommensurablen Frequenzverhältnissen, 2. Cluster mit teilweise kommensurablen Frequenzverhältnissen und 3. Cluster mit bevorzugt kommensurablen Frequenzverhältnissen. Da die Frequenzsprünge im Wesentlichen radial außerhalb des Voids auftreten, wird die Auswertung auf diesen Teil beschränkt. Die Unterteilung der Kategorien wird im Folgenden erläutert.

Abbildung 6.4 zeigt je ein Beispiel für die drei Kategorien und die Schritte zur Einteilung in dieselben: Aus den links dargestellten Raumzeitdiagrammen der Fluktuationen in der horizontalen Mittelebene lässt sich ablesen, in welchem Bereich Wellen auftreten. Nur diese sind zur Auswertung geeignet. Die jeweils verwendeten Grenzen sind hier mit durchgezogenen Geraden markiert. In Abb. 6.4(b) und (c) fällt die untere Grenze mit dem Rand des sichtbaren Bereichs zusammen. Die Raumzeitdiagramme offenbaren bereits Unterschiede in den Wellenfeldern: Das Wellenfeld der ersten Kategorie, Abb. 6.4(a), scheint nur für kurze Zeit kohärent zu sein und wird aufgrund kurzer Wellenlängen und vieler Defekte undeutlich. Ein vergleichbares Bild bietet die obere Hälfte des Wellenfeldes der zweiten Kategorie, Abb. 6.4(b), für $22 \text{ mm} \leq r \leq 32 \text{ mm}$. Weiter außerhalb (für größere Werte von r) laufen die Wellenfronten aus genanntem Bereich aber derart zusammen, dass sich ein kohärentes Wellenfeld mit nahezu konstanter Frequenz und Wellenlänge ergibt. Das Raumzeitdiagramm der dritten Kategorie, Abb. 6.4(c), schließlich zeigt über die gesamte (radiale) Ausdehnung eine große Kohärenz. Von den kurzen Wellen laufen periodisch je zwei zu einer zusammen, sodass sich die Frequenz exakt halbiert.

Die Einordnung in drei Kategorien wird noch deutlicher bei der Analyse der Frequenzen: Für die Bereiche der Raumzeitdiagramme, die Wellenaktivität zeigten, wurde die über wenige Perioden gemittelte instantane Frequenz bestimmt (zur Methode siehe Abschn. 5.3). Diese ist für die drei Beispiele in Abb. 6.4 jeweils oben rechts farbig abgebildet. Darunter sind die Histogramme der relativen Häufigkeiten H_f der Frequenzen in Klassen von 0,2 Hz Breite dargestellt. Die Raumzeitdiagramme der Frequenzen

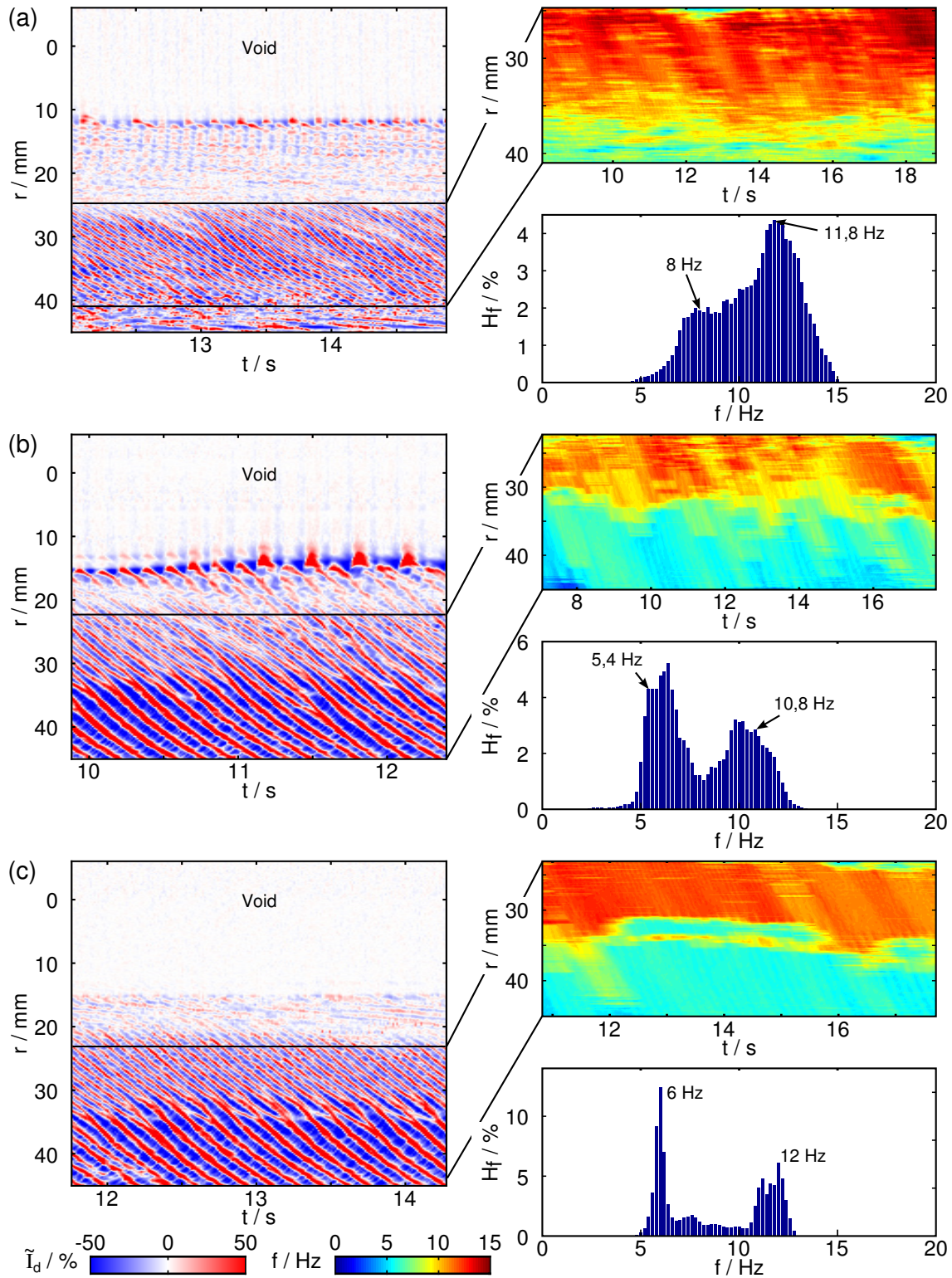


Abbildung 6.4 Ausschnitte eines Raumzeitdiagramms und einer Frequenzkarte sowie das aus der Frequenzkarte gebildete Histogramm für (a) inkommensurable Frequenzverhältnisse, (b) teilweise kommensurable Verhältnisse und (c) bevorzugt kommensurable Verhältnisse.

und die zugehörigen Histogramme verdeutlichen die Beobachtungen aus den Raumzeitdiagrammen der Fluktuationen: Im Beispiel der ersten Kategorie, Abb. 6.4(a), haben die Wellen ein breites Spektrum um 11,8 Hz und die Frequenz nimmt radial langsam ab, aber nicht auf eine Subharmonische, sondern auf eine breite Verteilung um 8 Hz. Das Raumzeitdiagramm der Frequenzen für das Beispiel der zweiten Kategorie, Abb. 6.4(b), zeigt bei $r \approx 32$ mm einen eher scharfen Übergang zu niedrigeren Frequenzen. In der höher frequenten Region ist die Frequenz etwa $(10,2 \pm 2,0)$ Hz, in der anderen etwa $(6,2 \pm 1,0)$ Hz. Zwar entspricht das keinem harmonischen Verhältnis, beinhaltet dieses aber aufgrund der Breite der Verteilung, das Histogramm zeigt dementsprechend zum Beispiel große Häufigkeiten für 5,4 Hz und 10,8 Hz. Somit liegen hier keine Frequenzcluster mit konstant kommensuralem Frequenzverhältnis vor, aber wie bereits das Raumzeitdiagramm der Fluktuationen zeigt, tritt ein periodisches Zusammenlaufen von Wellenbergern zeitweise auf.

Im Beispiel der dritten Kategorie, Abb. 6.4(c), teilt sich das Raumzeitdiagramm der Frequenzen eindeutig in zwei Bereiche. Im Bereich niedriger Frequenz findet sich eine schmale Verteilung um 6 Hz und im Bereich hoher Frequenz eine etwas breitere Verteilung mit einem Maximum bei 12 Hz. Das Histogramm zeigt für die dazwischenliegenden Frequenzen vergleichsweise geringe relative Häufigkeiten, die sich zum Beispiel aus dem Übergang zwischen den Frequenzdomänen ergeben. Die Frequenzanalyse bestätigt also, dass es sich in diesem Fall um zwei Cluster mit nahezu konstant kommensuralem Frequenzverhältnis handelt.

6.2.2 Auswertung der Clusterkategorien

Das beschriebene Verfahren der Kategorisierung – Festlegung des radialen Bereichs der Wellenaktivität, Bestimmung des Raumzeitdiagramms der Frequenzen, Bildung des Histogramms und schließlich die Einordnung zu einer der Kategorien – wurde für insgesamt 86 Messungen durchgeführt. Jede Messung ist dabei einer Parabel der Kampagnen 2012 und 2013 zuzuordnen. Es wurden ausschließlich Messungen verwendet, die von keiner großen Fluktuation der Restgravitation gestört wurden. Die verwendeten Zeitreihen sind mindestens 200 Bilder bei 80 fps lang. Für Parabeln ohne Störungen wurden Zeitreihen mit bis zu 900 Bildern ausgewertet. Der verwendete Staub hatte in jeder Messung einen Durchmesser von 6,8 μ m. Um eine mögliche Ursache für das unterschiedliche Verhalten feststellen zu können, werden die Kategorien im Folgenden als Funktion von Gasdruck, Voidhöhe, Oszillationsfrequenz des Voids und Frequenz des Wellenfeldes untersucht.

Das Ergebnis der Auswertungen ist in Abb. 6.5 zusammengefasst. In allen Teilgrafiken ist die Kategorie der inkomensurablen Frequenzcluster mit blauen Kreuzen, die Kategorie der teilweise kommensurablen Cluster mit schwarzen Rechtecken und die bevorzugt kommensurablen Cluster mit roten Kreisen dargestellt. In Abb. 6.5(a) ist das Auftreten der verschiedenen Kategorien in Abhängigkeit vom Neutralgasdruck und von der vertikalen Voldaudehnung (als Maß für die Staubmenge) eingezeichnet. Trotz eines deutlichen Überlapps zwischen der ersten und dritten Kategorie zeigt die Verteilung der Messpunkte die Tendenz, dass kommensurable Frequenzcluster ein um-

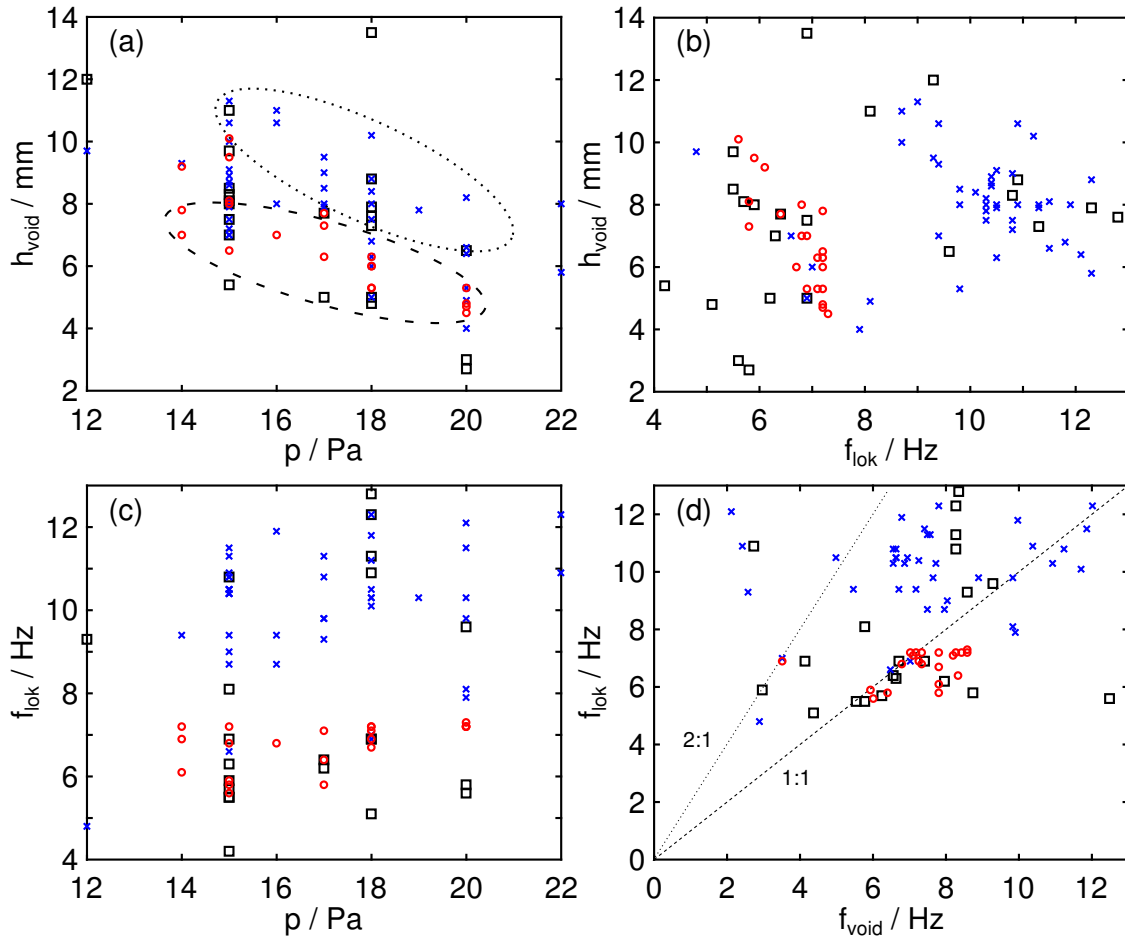


Abbildung 6.5 Kategorien der Frequenzverhältnisse in Abhängigkeit von (a) Gasdruck und Voidhöhe, (b) Frequenz des Wellenfeldes und Voidhöhe, (c) Gasdruck und Frequenz des Wellenfeldes und (d) Oszillationsfrequenz des Voids und Frequenz des Wellenfeldes. Jeder Messpunkt entspricht einem Wellenfeld mit (blaue Kreuze) inkommensurabler, (schwarze Quadrate) teilweise kommensurabler oder (rote Kreise) bevorzugt kommensurabler Frequenzverhältnissen. Die Ellipsen in (a) deuten bevorzugte Parameterbereiche (gepunktet) inkommensurabler und (gestrichelt) kommensurabler Verhältnisse an. In (d) sind die Geraden (gestrichelt) $f_{\text{lok}} = f_{\text{void}}$ und (gepunktet) $f_{\text{lok}} = 2 f_{\text{void}}$ eingezeichnet.

so kleineres Void (größere Staubmenge) voraussetzen, je größer der Neutralgasdruck ist (vgl. gestrichelte Ellipse in Abb. 6.5(a)). Umgekehrt gibt es anscheinend, abhängig vom Druck, eine minimale Staubmenge, unterhalb derer keine kommensurablen Frequenzcluster auftreten. Den Erkenntnissen der Einflüsse von Staubdichte und Gasdruck auf die Wellen (Abschn. 5.1) folgend, ist somit eine ausreichend starke Wellenaktivität bzw. eine geringe Dämpfung für die Bildung kommensurabler Frequenzcluster erforderlich.

Deutlicher wird die Unterteilung der Kategorien, wenn, wie in Abb. 6.5(b), die Voidausdehnung oder, wie in Abb. 6.5(c), der Neutralgasdruck gegen die lokal im Wellenfeld gemessene Frequenz f_{lok} aufgetragen wird: Alle Wellenfelder mit kommensurablen Frequenzverhältnissen wiesen, wie beabsichtigt, an dem Messort die niedrigere Frequenz zwischen 5,6 Hz und 7,3 Hz auf, während in den Situationen inkommensurabler Cluster meist Frequenzen von 9 Hz bis 12 Hz gemessen wurden. Die höhere Frequenz der kommensurablen Cluster lag somit noch oberhalb der Frequenzen der inkommensurablen Cluster. Für beide Kategorien zeigen die Messpunkte in den genannten Intervallen jeweils eine Tendenz zu höheren Frequenzen bei kleinerem Void (Abb. 6.5(b)). Da ein kleineres Void einer erhöhten Staubmenge und -dichte entspricht und diese in die Staubplasmafrequenz eingeht ($\omega_{\text{pd}} \propto n_{\text{d}}^{1/2}$), ist die Tendenz plausibel.

Abbildung 6.5(d) schließlich zeigt für die untersuchten Staubwolken den Zusammenhang zwischen der im Wellenfeld (radial außerhalb des Voids) gemessenen Frequenz f_{lok} und der Frequenz der Oszillation der Voidgröße f_{void} . Diese Betrachtung der Frequenzen mag nicht intuitiv erscheinen, ergibt sich aber aus der Vermutung, dass möglicherweise ein globaler Treiber das gesamte Wellenfeld und das Void beeinflusst, sodass sich die Wellen auf (sub)harmonische Frequenzen des Treibers synchronisieren, was die Bevorzugung von harmonischen Frequenzverhältnissen erklären könnte (vgl. Abschn. 6.3). In der Tat sind alle Messpunkte der dritten Kategorie (bis auf eine Ausnahme) nahe der (gestrichelten) Geraden $f_{\text{lok}} = f_{\text{void}}$. Die niedrigere Frequenz der kommensurablen Cluster f_{lok} ist etwas geringer als die Frequenz der Voidoszillation f_{void} . Der deutlich von der Gruppe abweichende Messpunkt der dritten Kategorie befindet sich bei $f_{\text{lok}} = 2 f_{\text{void}}$ (gepunktete Gerade). In diesem Fall ist also die Subharmonische $f_{\text{lok}}/2$ der Wellen gleich der Frequenz mit der größten Leistung im Spektrum der Voidoszillation. In den Messungen der Cluster inkommensurabler Frequenzverhältnisse (blaue Kreuze) oszillierte die Voidgröße meist mit einer deutlich niedrigeren Frequenz als die im Wellenfeld gemessene.

Bemerkenswert erscheint, dass sich in allen vier Darstellungen in Abb. 6.5 die Messpunkte der zweiten Kategorie – sozusagen des Mischtyps – gleichermaßen auf die auszumachenden Regionen der ersten und dritten Kategorie verteilen. Die Punkte der zweiten Kategorie sind nicht als Übergang zwischen den anderen Kategorien identifizierbar, sodass es den Anschein hat, als gäbe es nur zwei Kategorien.

Somit erscheint die Annahme gerechtfertigt, dass beim Auftreten kommensurabler Frequenzcluster eine globale Wechselwirkung des Wellenfeldes auftritt. Diese These wird in den folgenden Abschnitten weiter geprüft.

6.3 Gekoppelte Van-der-Pol-Oszillatoren als Modell der Staubdichtewellen

Der Van-der-Pol(VdP)-Oszillator ist ein sich selbsterregender Oszillator mit einer nicht-linearen Dämpfung, die einen Grenzyklus ermöglicht. Der Oszillator ist für Instabilitäten in Plasmen ein etabliertes Modell und wurde zum Beispiel für die Beschreibung der Dynamik in Potential-Relaxations-Instabilitäten in magnetisierten Plasmen [164] verwendet. Weiterhin diente der VdP-Oszillator auch als Modell zur Beschreibung der Oszillationen des Entladungsstromes und des Plasmapotentials bei externer Modulation eines magnetisierten Plasmas [165] und zur Beschreibung von Synchronisationsphänomenen in Driftwellen [166]. Osipov und Sushchik [167] zeigten, dass ein Array aus gekoppelten VdP-Oszillatoren in Anwesenheit eines Frequenzgradienten in der Lage ist, Frequenzcluster zu bilden. Menzel *et al.* [163] konnten durch numerische Berechnungen einer Kette lokal gekoppelter VdP-Oszillatoren zeigen, dass diese vergleichbare Eigenschaften wie Staubdichtewellen aufweist und daher als Modell für die Wellen dienen kann. In diesem Abschnitt wird kurz das Modell der gekoppelten Oszillatoren nach Menzel *et al.* [163] beschrieben und die Erweiterung um einen externen Treiber diskutiert. Die Erweiterung ist Teil einer gemeinsamen Untersuchung mit Menzel *et al.* [168].

6.3.1 Bestehende Modellierung inkommensurabler Frequenzcluster

In dem Modell der Kette von N lokal gekoppelten VdP-Oszillatoren von Menzel *et al.* [163] folgt der Oszillator i der Bewegungsgleichung

$$\ddot{x}_i - \epsilon(1 - \beta x_i^2) \omega_{0i} \dot{x}_i + \omega_{0i}^2 x_i = g(\dot{x}_{i-1} + \dot{x}_{i+1} - 2\dot{x}_i). \quad (6.1)$$

In der Gleichung beschreibt ϵ den Grad der Nichtlinearität, β die Sättigung der Amplitude und ω_{0i} die natürliche Frequenz des Oszillators. Letztere entspricht der Frequenz des ungedämpften (linearen) Oszillators ohne Kopplung zu seinen Nachbarn. Die rechte Seite der Gleichung beschreibt die Kopplung des Oszillators zu seinen nächsten Nachbarn. Der Faktor $0 \leq g \leq 1$ gibt die Stärke der Kopplung an. Für eine Auslenkung des Oszillators, für die gilt $\beta x_i^2 < 1$, ist die Dämpfung negativ, was einer positiven Anwachsrate des Oszillators entspricht. Für Auslenkungen $\beta x_i^2 > 1$ ist die Dämpfung positiv und die dissipierte Leistung P_d größer als die aufgenommene Leistung P_s , sodass sich eine endliche Amplitude einstellt (vgl. Abschn. 5.2).

Im Bild der Staubdichtewellen ist der Index i als eine Ortskoordinate in Wellenrichtung zu interpretieren [163]. Um einen Gradienten in den Plasmaparametern im Modell zu berücksichtigen, führten Menzel *et al.* [163] einen Gradienten der natürlichen Frequenz in der Kette der Oszillatoren ein: Dieser ergab sich durch die Annahme eines konstanten Frequenzsprungs von $\Delta \omega_{00}$ zwischen benachbarten Oszillatoren zu $\omega_{0i} = (1 + i\Delta)\omega_{00}$. Die Autoren verwendeten $\Delta = 0,002$. Des Weiteren fanden sie für $\epsilon = 1,4$ und $\beta = 1$ mit Staubdichtewellen vergleichbare Charakteristika.

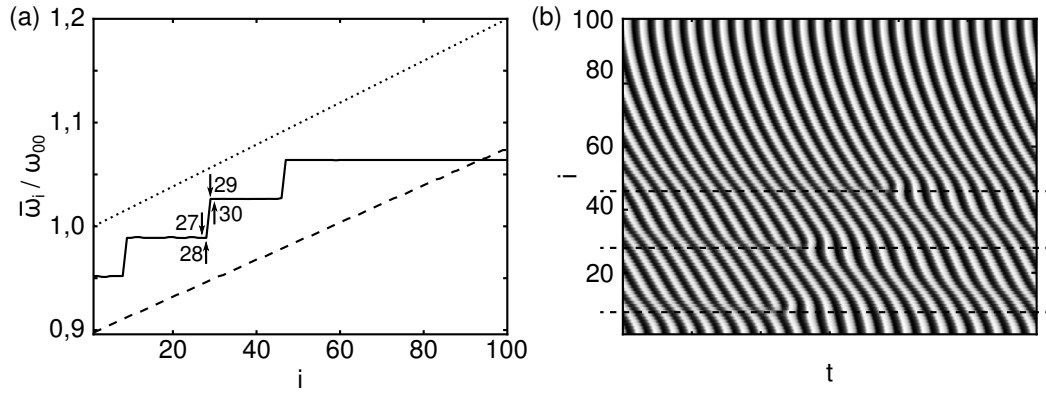


Abbildung 6.6 (a) Frequenzverteilung $\bar{\omega}_i$ der 100 VdP-Oszillatoren einer gekoppelten Kette (durchgezogen). Im Vergleich dazu die natürlichen Frequenzen ω_{0i} (gepunktet) und die Frequenzverteilung im ungekoppelten Fall (gestrichelt). (b) Ausschnitt des Raumzeitdiagramms der Oszillatoren. Die gestrichelten Linien markieren die Clustergrenzen. Die schräg verlaufenden Streifen weisen auf eine Wellenbewegung hin. (Grafiken nach Ref. [163])

Das System der gekoppelten Differentialgleichungen wurde mit einem Runge-Kutta-Verfahren vierter Ordnung numerisch gelöst [163]. Die Frequenz eines Oszillators wird, vergleichbar mit der Wellenanalyse, durch Mittelung seiner instantanen Frequenz über wenige Perioden bestimmt. Für eine Kopplung von $g = 0,6$ und $N = 100$ Oszillatoren ist das Ergebnis der Modellierung von Menzel *et al.* [163] in Abb. 6.6 dargestellt.¹ In Teil (a) sind durchgezogen die mittleren Frequenzen der Oszillatoren $\bar{\omega}_i$ dargestellt. Es sind vier Frequenzcluster auszumachen mit einem Frequenzsprung zum Beispiel vom 28. zum 29. Oszillator. Gepunktet sind die natürlichen Frequenzen der Oszillatoren ω_{i0} dargestellt, gestrichelt die mittleren Frequenzen der Oszillatoren ohne Kopplung ($g = 0$). Abbildung 6.6(b) zeigt einen Ausschnitt des Raumzeitdiagramms dieser Oszillatoren. Die schrägen Streifen entsprechen einer Wellenbewegung durch die Kette der Oszillatoren. An den Clustergrenzen (gestrichelte Linien) treten Defekte, vergleichbar zu denen in den Raumzeitdiagrammen der Staumdichtewellen, auf. Die Wellen propagieren wie bei den beobachteten Staumdichtewellen entgegen dem Frequenzgradienten.

In dem vorgestellten Modell bildeten die VdP-Oszillatoren Cluster inkommensurabler Frequenzen, vergleichbar mit den von Menzel *et al.* [27, 31] gefundenen Clustern in Staumdichtewellen. Im nächsten Abschnitt werden mögliche Erweiterungen des Modells um zwei verschiedene Treiber vorgestellt, um die neuen Erkenntnisse dann mit den in Abschn. 6.2 vorgestellten kommensurablen Frequenzverhältnissen vergleichen zu können.

¹ In Ref. [163] ist irrtümlicherweise $g = 0,15$ angegeben (elektronische Kommunikation mit K. O. Menzel, 21. 10. 2014).

6.3.2 Erweiterung des VdP-Modells um einen Treiber

In einer gemeinsam mit Menzel *et al.* [168] durchgeführten Untersuchungen wurden zwei Ansätze verfolgt, um das Modell der Kette gekoppelter VdP-Oszillatoren um eine globale Treiber zu ergänzen: Zum einen kann auf der rechten Seite von Gl. (6.1) eine (globale) externe Kraft $F_e = \sin(\omega_{\text{ext}}t)$ ergänzt werden, die unabhängig vom Zustand der einzelnen Oszillatoren wirkt. Zum anderen ist eine periodische Änderung eines Parameters der Gleichung möglich. Man spricht dann von *parametrischer Erregung*. Das prominenteste Beispiel parametrischer Erregung ist die Kinderschaukel, bei der durch das Aufrichten des Schaukelnden der Abstand des Schwerpunkts vom Aufhängepunkt des „Pendels“ moduliert wird. Wie auch bei der Schaukel ist für parametrische Erregung allgemein eine Anregung der Oszillation auf einer Subharmonischen der Modulationsfrequenz charakteristisch. Für das Modell aus VdP-Oszillatoren wurde eine Modulation der Amplitudensättigung gewählt: $\beta \rightarrow F_p \sin(\omega_{\text{ext}}t)\beta$. Anschaulich entspricht diese Erweiterung einer Modulation der Anwachsrate.

Implementiert in das Gleichungssystem (6.1) ergibt sich für den Fall der externen Kraft

$$\ddot{x}_i - \epsilon(1 - \beta x_i^2)\omega_{0i}\dot{x}_i + \omega_{0i}^2 x_i = g(\dot{x}_{i-1} + \dot{x}_{i+1} - 2\dot{x}_i) + F_e \sin(\omega_{\text{ext}}t). \quad (6.2)$$

Die Erweiterung der Grundgleichungen um eine parametrische Erregung ergibt

$$\ddot{x}_i - \epsilon(1 - F_p \sin(\omega_{\text{ext}}t)\beta x_i^2)\omega_{0i}\dot{x}_i + \omega_{0i}^2 x_i = g(\dot{x}_{i-1} + \dot{x}_{i+1} - 2\dot{x}_i). \quad (6.3)$$

Das Gleichungssystem ist wiederum für eine Kopplung von $g = 0,6$ mittels eines Runge-Kutta-Verfahrens vierter Ordnung numerisch gelöst worden [168]. Die Frequenzen ohne zusätzlichen Treiber ergaben sich wie in Abb. 6.6(a) dargestellt. Für die Treiber wurde die Frequenz der dritten Frequenzstufe (von links) von $\omega_{\text{ext}} = 1,027\omega_{00}$ gewählt und die numerische Lösung für verschiedene Größen von F_e bzw. F_p berechnet.

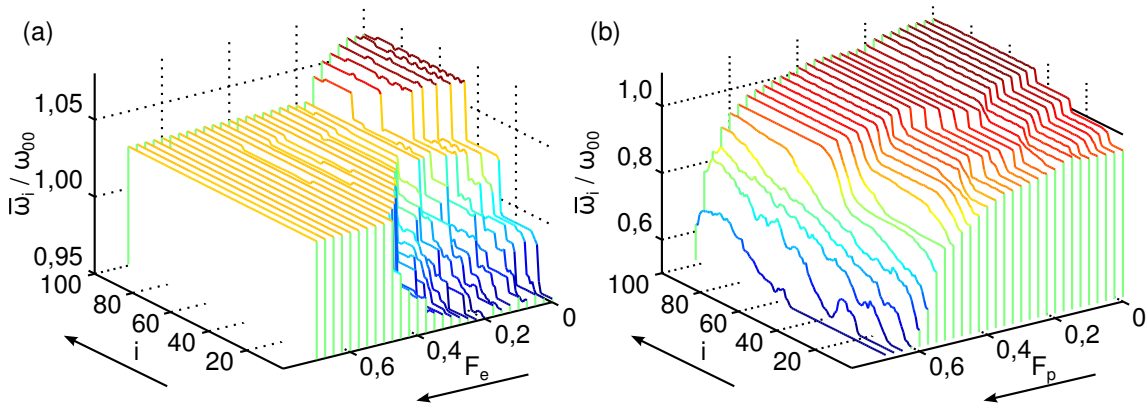


Abbildung 6.7 (a) Entwicklung der Frequenzverteilungen bei zusätzlicher externer Kraft F_e . (b) Entwicklung der Frequenzverteilung bei zusätzlicher parametrischer Erregung F_p . (Grafiken aus Ref. [168]. © 2013 IEEE.)

Die Entwicklung der Frequenzverteilung bei zunehmender externer Kraft ist in Abb. 6.7(a) dargestellt [168]. Für $F_e = 0$ entspricht der Frequenzverlauf, wie zu erwarten, dem aus Abb. 6.6(a). Mit zunehmender externer Kraft breitet sich der dritte Cluster aus, bis bei $F_e \approx 0,4$ alle Oszillatoren auf der Frequenz $\bar{\omega}_i = \omega_{\text{ext}}$ schwingen. Es handelt sich somit um eine harmonische Synchronisation auf die anregende Frequenz.

Der Einfluss einer parametrischen Erregung ist in Abb. 6.7(b) dargestellt [168]. Auch hier entsprechen die Frequenzen für $F_p = 0$ denen der ungestörten Kette (man beachte die unterschiedliche Skalierung der Frequenzachsen in (a) und (b)). Mit zunehmender Amplitude F_p der parametrischen Erregung verringern sich die auftretenden Frequenzen bis hin zu $\bar{\omega}_i = 0,5\omega_{\text{ext}}$, was charakteristisch für die parametrische Erregung ist. In diesem Fall wird von einer *superharmonischen* Anregung bzw. Synchronisation gesprochen – die Oszillatoren schwingen dann auf subharmonischen Frequenzen des Erregers.

Ein vergleichbares Verhalten haben auch Pilch *et al.* [29] beobachtet: Bei externer Modulation des Entladungsstroms synchronisierten sich die Staubbichtwellen auf Super- und Subharmonische der Modulation – also auf kommensurable Frequenzverhältnisse. Die Ergebnisse der Modellierungen der Wellen als Kette von lokal gekoppelten VdP-Oszillatoren und die Ähnlichkeit der in dieser Arbeit beobachteten Staubbichtwellen mit den bei Pilch *et al.* [29] extern modulierten Wellen sind Indizien dafür, dass auch in den hier beobachteten Wellenfeldern mit kommensurablen Frequenzclustern eine global wirksame Größe moduliert sein könnte. Anders als bei Pilch *et al.* [29] wäre die Modulation im vorliegenden Fall aber selbsterregt und nicht von außen vorgegeben.

6.4 Globale Oszillationen im komplexen Plasma

In den staubigen Plasmen der *IMPF-K2*-Kammer wurde bei Anwesenheit von Staubbichtwellen eine Oszillation der Intensität des Plasmaleuchtens beobachtet [43, 169]. Ebenso wurde schon früher im Zusammenhang mit der Entstehung des Voids [32, 170, 171] und der Heartbeat-Instabilität [40, 122, 123] eine Wechselwirkung der Staubdynamik auf die Intensität des Plasmaleuchtens nachgewiesen. Das Plasmaleuchten entsteht durch Abregung von neutralen Atomen. Spektrallinien der Ionen tragen aufgrund ihrer geringen Dichte nur vernachlässigbar zum sichtbaren Leuchten bei. Die Atome werden hauptsächlich durch Stoßanregung auf die Energieniveaus gehoben, von denen sie sichtbar strahlen. Die Intensität und die spektrale Zusammensetzung des Plasmaleuchtens werden daher sowohl von der Elektronendichte als auch -temperatur bestimmt [104]. Eine Veränderung des Plasmaleuchtens ist daher gleichbedeutend mit einer Veränderung der Dichte oder der Temperatur bzw. beider Größen. Land und Goedheer [34] folgerten aus selbstkonsistenten Simulationen, dass die Existenz des Voids (und möglicherweise auch dessen Größe) Einfluss auf die Temperatur und die Dichte des Plasmas hat.

Eine Oszillation der Intensität des Plasmaleuchtens legt eine Modulation der Plasmaparameter nahe und kann daher als externer Treiber oder parametrischer Erreger der Wellen in Betracht gezogen werden. In diesem Abschnitt wird der mögliche Zusammenhang der Oszillation der Entladung mit der Beobachtung kommensurabler Frequenzcluster diskutiert. Für eine ausführlichere Diskussion der Eigenschaften und Strukturen der Oszillation des Plasmaleuchtens an sich sei auf nachfolgendes Kap. 7 verwiesen.

6.4.1 Wechselwirkung zwischen Staub und Plasma

Durch den Einsatz einer Diagnostik, die gleichzeitig das Plasmaleuchten und die Dynamik des Staubs aufzeichnete (siehe Abschn. 3.3), konnte beobachtet werden, dass in Anwesenheit von Wellenfeldern im Staub eine Oszillation des Plasmaleuchtens auftritt. Es kann daher die These aufgestellt werden, dass die mit der Oszillation des Plasmaleuchtens einhergehende Modulation der Plasmaparameter auch die Bedingungen der Staubbichtwellen und damit die Bildung von Frequenzclustern beeinflusst. Um diese These zu überprüfen, ist die in Abschn. 6.2.2 vorgestellte Statistik erweitert worden: Für einen kleinen Bereich im Zentrum der Entladung wurde die Frequenz der Oszillation des Plasmaleuchtens f_{glow} mit der größten Leistung bestimmt und zusätzlich die Effektivwerte der Fluktuationen des Plasmaleuchtens $\tilde{I}_{\text{g,rms}}$ und der Fläche des Voids $\tilde{A}_{\text{V,rms}}$ ermittelt. Von den in Abschn. 6.2 verwendeten Messungen konnten nicht alle für die folgende Auswertung verwendet werden, da die Kamera des Plasmaleuchtens in einigen Parabeln gestört wurde, beispielsweise von anderen Diagnostiken. Es wurden Daten von insgesamt 68 Parabeln ausgewertet.

Die Effektivwerte der Fluktuationen des Plasmaleuchtens $\tilde{I}_{\text{g,rms}}$ und der Voidgröße $\tilde{A}_{\text{V,rms}}$ sind in Abb. 6.8(a) gegeneinander aufgetragen. Es wird ein nahezu linearer Zusammenhang deutlich, sodass mit einer stärkeren Oszillation der Voidgröße eine stärkere Oszillation des Plasmaleuchtens einhergeht. Abbildung 6.8(b) zeigt das Histogramm der Effektivwerte der Oszillation des Plasmaleuchtens mit Klassen von 0,05 % Breite. Der Peak in der dritten Klasse des Histogramms (0,125 % bis 0,175 %) deutet daraufhin, dass alle Effektivwerte unterhalb von 0,175 % einen großen Rauschanteil haben oder allein durch Rauschen entstehen. Dies ist von Interesse für die Interpretation der Abb. 6.8(c): Dort ist die Frequenz des Plasmaleuchtens f_{glow} gegen die Frequenz der Voidgröße f_{void} aufgetragen (schwarze Kreuze). Alle Messpunkte, für deren Effektivwert der Fluktuation des Plasmaleuchtens unterhalb des Rauschwerts von 0,175 % liegt, sind zusätzlich rot umkreist. Bis auf wenige Ausnahmen gilt für alle Messpunkte mit größeren Effektivwerten, dass das Plasmaleuchten auf der gleichen bzw. einer harmonischen Frequenz wie die Voidgröße oszilliert, sodass ein direkter Zusammenhang zwischen Fluktuation der Voidgröße und des Plasmaleuchtens nahe liegt. Daher zeigt auch die lokal im Wellenfeld gemessene Frequenz f_{lok} eine vergleichbare Abhängigkeit von der Frequenz des Plasmaleuchtens, Abb. 6.8(d), wie von der Frequenz der

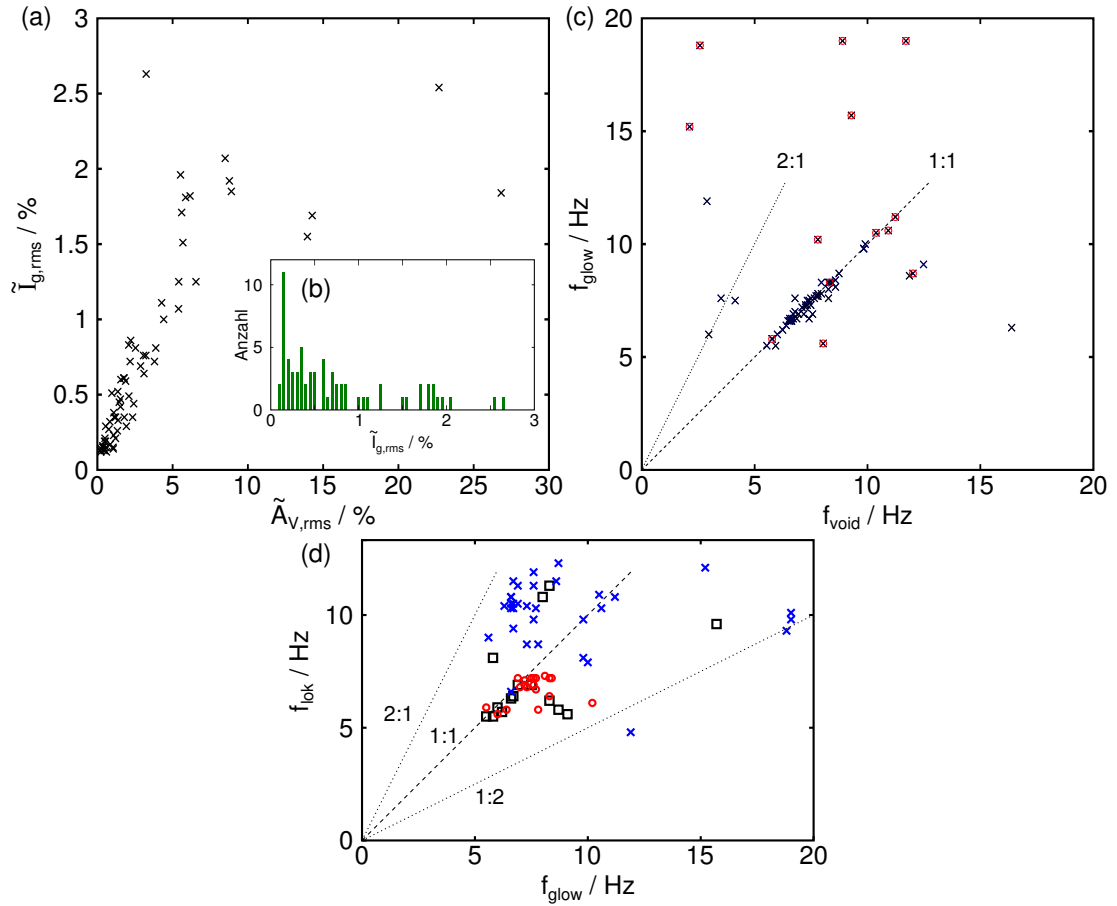


Abbildung 6.8 (a) Effektivwerte der Fluktuationen des Plasmaleuchtens in Abhängigkeit von den effektiven Größenänderungen des Voids. (b) Histogramm der Effektivwerte der Fluktuationen des Plasmaleuchtens in Klassen zu 0,05 % Breite. (c) Frequenz der größten Leistung im Spektrum des Plasmaleuchtens in Abhängigkeit der Frequenz der Voidgrößenoszillation. Messpunkte mit $\tilde{I}_{g,rms} < 0,175 \%$ (entspricht den ersten drei Klassen des Histogramms (b)) sind rot umkreist. Verteilung der Clusterkategorien (erste Kategorie blaue Kreuze, zweite Kategorie schwarze Quadrate, dritte Kategorie rote Kreise) in Abhängigkeit der lokal im Wellenfeld gemessenen Frequenz zur Frequenz des Plasmaleuchtens.

Voidgröße, Abb. 6.5(d): Wenn kommensurable Frequenzverhältnisse vorliegen, ist die lokal im Wellenfeld gemessene Frequenz nahe der im Plasmaleuchten gemessenen. Im Fall der inkommensurablen Verhältnisse streuen die lokal gemessenen Frequenzen im Wesentlichen zwischen der einfachen und der halben Frequenz des Plasmaleuchtens.

6.4.2 Rückwirkung auf den äußeren Stromkreis

Die Annahme, dass es sich bei der beobachteten Oszillation des Plasmaleuchtens tatsächlich um eine globale Oszillation des Plasmas handelt, lässt sich durch eine Analyse der HF-Spannung bestätigen. Die Amplitude der HF-Spannung wurde nahe der Plasmakammer mit 1 kHz und 15 bit Auflösung aufgezeichnet. Die Anwendung eines gleitenden Mittelwerts über 10 Zeitschritte reduziert zwar die effektive zeitliche Auflösung, ermöglicht es aber, das Rauschen soweit zu reduzieren, dass eine sehr hohe (relative) Genauigkeit der Spannungsmessung erreicht wird. Dadurch konnten Fluktuationen von weniger als 1 ‰ zuverlässig detektiert werden.

Für die im vorhergehenden Abschnitt analysierten Messreihen wurden sowohl die Frequenz f_{hf} der Amplitude der HF-Spannung mit der größten Leistung als auch der Effektivwert der Fluktuationen $\tilde{U}_{\text{hf,rms}}$ ermittelt. Dabei war für Effektivwerte von $\tilde{U}_{\text{hf,rms}} \lesssim 0,1 \text{ ‰}$ die Netzfrequenz von 50 Hz die Frequenz der größten Leistung. Dies war für 13 der 68 Parabeln der Fall, sodass die folgende Analyse nur die übrigen 55 Parabeln umfasst.

Die Ergebnisse der Auswertung sind in Abb. 6.9 dargestellt. In Teil (a) ist die Frequenz der HF-Amplitude in Abhängigkeit der Frequenz des Plasmaleuchtens aufgetragen. Bis auf wenige Ausnahmen sind die Messwerte nahe der Geraden $f_{\text{hf}} = f_{\text{glow}}$. Zusätzlich zeigt Abb. 6.9(b) einen monotonen Zusammenhang zwischen den Effektivwerten der Oszillationen der Hochfrequenzamplitude und des Plasmaleuchtens. Es ist folglich davon auszugehen, dass die Oszillation des Plasmaleuchtens und der HF-Amplitude kausal miteinander verbunden sind. Damit ist ausgeschlossen, dass die Oszillation des Plasmaleuchtens ein rein optischer Effekt ist, der zum Beispiel auf eine Modulation der Streuung an den Mikropartikeln zurückzuführen wäre. Vielmehr bedeutet somit eine Oszillation des Plasmaleuchtens auch eine Oszillation des Plasmas.

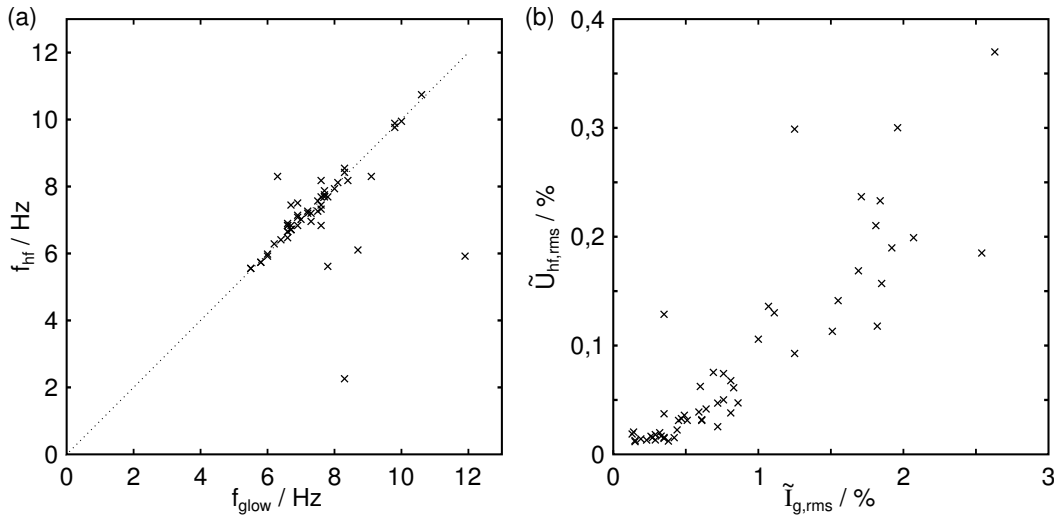


Abbildung 6.9 (a) Frequenz der HF-Amplitude f_{hf} in Abhängigkeit der Frequenz des Plasmaleuchtens f_{glow} . Gepunktet ist $f_{\text{hf}} = f_{\text{glow}}$ eingezeichnet. (b) Effektivwerte der Fluktuation der HF-Amplitude $\tilde{U}_{\text{hf,rms}}$ über den Effektivwerten der Fluktuation des Plasmaleuchtens $\tilde{I}_{\text{g,rms}}$.

6.5 Diskussion

Neben den von Menzel *et al.* [27, 31] beobachteten inkommensurablen Clustern zeigen die hier vorgestellten Messungen auch die Existenz selbsterregter kommensurabler Cluster unter leicht veränderten Versuchsparametern. Die Unterteilung der Cluster in drei Kategorien offenbarte das bevorzugte Auftreten kommensurabler Cluster bei niedrigem Gasdruck und großer Staubmenge. Beide Parameter führen nach Abschn. 5.1 zu einer verstärkten Wellenaktivität. Daher ist davon auszugehen, dass die kommensurablen Cluster nur in ausreichend ausgeprägten Wellenfeldern bei geringer Dämpfung auftreten.

Den Wellenfeldern kommensurabler und inkommensurabler Cluster ist gemein, dass radial außerhalb des Voids zunächst Frequenzen von 10 Hz bis 14 Hz auftreten und die Frequenz in Ausbreitungsrichtung hin abnimmt. Im Fall der kommensurablen Cluster geschieht dies sprunghaft auf einen Wert nahe der Frequenz einer gleichzeitig beobachtbaren Oszillation der Voidgröße. Deswegen wurde die Vermutung aufgestellt, die beiden Frequenzen würden einem gemeinsamen, globalen Einfluss unterliegen. Die Erweiterung des Modells der linearen Kette lokal gekoppelter VdP-Oszillatoren [163] zeigte, dass sowohl eine parametrische Erregung als auch eine global ansetzende externe Kraft in der Lage sind, die Oszillatoren auf eine gemeinsame Frequenz zu synchronisieren. Die parametrische Erregung bevorzugt dabei die superharmonische Anregung, die externe Kraft regt in erster Linie die Grundfrequenz an.

Die Analyse des Plasmaleuchtens und der Hochfrequenzamplitude gibt einen Hinweis auf einen möglichen externen Treiber bzw. parametrischen Erreger: Mit der Oszillation der Voidgröße ist eine Oszillation des Plasmas verbunden, was eine Rückwirkung auf die Staubbichtewellen haben könnte. Geht mit der Oszillation des Plasmas eine Oszillation der Plasmadichte einher, so ist zu erwarten, dass auch die Ionenströmung und mit dieser die Anregung der Staubbichtewellen moduliert wird. Ist die Oszillation des Plasmas mit einer Oszillation des Plasmapotentials verbunden, moduliert dies das elektrische Feld und daher auch das Empfangspotential der Staubwolke sowie die Ionenströmung. Daher erscheint ein Einfluss der Oszillation des Plasmas auf das Wellenfeld plausibel. Der Befund, dass in Wellenfeldern kommensurabler Cluster die lokal gemessene Frequenz nahe der im Plasmaleuchten gemessenen liegt, spricht gegen eine parametrische Erregung, weil bei dieser ein Verhältnis von $f_{\text{glow}}/f_{\text{lok}} = 2$ zu erwarten wäre.

Ob die Amplituden der Oszillation des Plasmaleuchtens überhaupt ausreichend für eine Manipulation des Wellenfeldes sind, kann zur Zeit nicht auf theoretischer Basis geklärt werden, da eine realistische Simulation des nichtlinearen Wellenfeldes nicht existiert und deswegen auch nicht dessen Beeinflussbarkeit durch eine äußere Störung bekannt ist. Die Ähnlichkeit der vorgestellten kommensurablen Frequenzcluster mit denen, die von Pilch *et al.* [29] bei *externer* Modulation des Entladungsstroms beobachtet wurden, spricht jedoch dafür, dass auch in den selbsterregten Wellenfeldern eine Wechselwirkung mit dem Plasma für die kommensurablen Cluster verantwortlich ist.

7 Oszillation des Plasmaleuchtens in Anwesenheit von Staubbichtewellen

Im vorangehenden Kapitel wurde im Zusammenhang mit den auftretenden Frequenzclustern bereits eine Wechselwirkung zwischen der Dynamik der Staubwolke und dem Plasma untersucht. Dabei konnte im äußeren Stromkreis nur eine Fluktuation der HF-Amplitude von wenigen Promille detektiert werden. Diese hatte aber dieselbe Frequenz wie eine gleichzeitig beobachtete deutliche Oszillation des Plasmaleuchtens, sodass von einer globalen Oszillation der Entladung ausgegangen werden kann. Einen Überblick über die zeitlichen und räumlichen Effekte der Wechselwirkung zwischen der Staubwolke und dem Plasma soll das folgende Kapitel geben. Dabei werden sowohl globale als auch lokale Strukturen der Wechselwirkung sichtbar.

Die Diskussion muss sich hier im Wesentlichen auf eine Beschreibung der Phänomene beschränken und kann nur spekulative Erklärungsansätze geben. Zum vollständigen Verständnis des Zusammenspiels aus Staub und Entladung wären selbstkonsistente Simulationen der Dynamik des staubigen Plasmas unerlässlich. Derartige Simulationen sind mit dem gegenwärtigen Stand der Simulationsverfahren nicht in praktikablem Rahmen möglich und daher noch nicht durchgeführt worden. Die Beobachtungen dieses Kapitels gehen somit den theoretischen Kenntnissen voraus und werfen mehr neue Fragen auf, als dass bestehende beantwortet werden.

7.1 Effekt der Staubinjektion auf die Entladung

Selbstkonsistente Simulationen statischer staubiger Plasmen zeigen einen großen Einfluss von Staubpartikeln auf die Entladung [34–36]. In ausgedehnten Plasmen mit zentralem Void ist eine Zunahme sowohl der Dichte als auch der Temperatur der Elektronen gegenüber der staubfreien Entladung zu erwarten [34].

Eine Dynamik im Plasmaleuchten wurde vor allem in Verbindung mit einem sich langsam bewegenden Void [32, 170, 171] und der Heartbeat-Instabilität [40–42, 123] experimentell beobachtet. Eine starke Zunahme des Plasmaleuchtens bei Staubbzugabe konnten Arp *et al.* [43] feststellen. In Messungen mittels Emissionsspektroskopie konnte die Änderung der Elektronentemperatur und -dichte [37] sowie ein Übergang des Heizmechanismus der Elektronen [38] experimentell nachgewiesen werden. Eine Beschreibung der globalen Änderung beim In-situ-Wachsen von Nanopartikeln gaben Wattieaux und Boufendi [172]. Die Autoren untersuchten vor allem den Einfluss auf die elektrischen Eigenschaften und fanden beim Wachsen der Partikel Änderungen in der Impedanz des Plasmabulks und in der Kapazität der Randschicht.

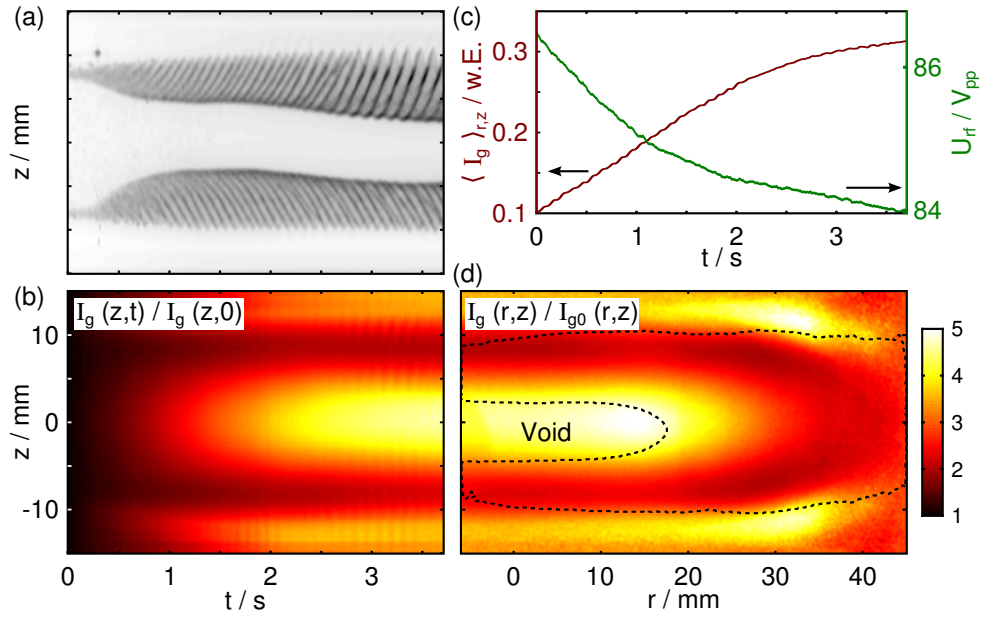


Abbildung 7.1 (a) Raumzeitdiagramm des Staubs bei Zugabe von Staubpartikeln. (b) Raumzeitdiagramm des Plasmaleuchtens, bezogen auf die erste Spalte. (c) Entwicklung des global gemittelten Plasmaleuchtens (rot) und der Amplitude der HF-Spannung an der oberen Elektrode (grün) bei Staubinjektion. (d) Verhältnis des Plasmaleuchtens bei stationärer Staubwolke zur initialen Intensität. Die gestrichelte Kontur gibt die Staubwolke im stationären Zustand mit zentralem Void wieder.

Der im Plasmaleuchten sichtbare Effekt der Staubinjektion in eine Entladung wurde von Arp *et al.* [43] in der *IMPF-K2*-Kammer unter Schwerelosigkeit untersucht. Die Autoren zeichnen mit zwei Kameras simultan das Plasmaleuchten und das Streulicht der Staubpartikel auf. Dazu wurde ein Kameraaufbau vergleichbar zu dem in Abb. 3.4 gezeigten verwendet. Die Beobachtungen offenbarten eine extreme Zunahme der Intensität des Plasmaleuchtens [43]. Abbildung 7.1 zeigt zur Demonstration des Staubeinflusses Ergebnisse analog zu denen aus Ref. [43]. Hier wurden die in Abschn. 3.3 vorgestellten Kameras zur simultanen Staub- und Plasmabeobachtung eingesetzt. Diese unterscheiden sich zu den in Ref. [43] verwendeten durch eine höhere (räumliche und zeitliche) Auflösung sowie durch eine verbesserte Empfindlichkeit. Die Entladung wurde bei 18 Pa und $87 V_{pp}$ betrieben. Es wurden Partikel mit $6,8 \mu\text{m}$ Durchmesser injiziert. Abbildung 7.1(a) zeigt das Raumzeitdiagramm des senkrechten Schnitts durch die Mitte der Staubwolke ($r = 0 \text{ mm}$). Die Zunahme der Staubmenge (dunkle Bereiche) und die Bildung des Voids (heller Kanal um $z = 0 \text{ mm}$) sind offensichtlich. Schon sehr früh entstehen außerdem Staubbichtewellen (schräge Streifen). In Abb. 7.1(b) ist das Raumzeitdiagramm der Zunahme des Plasmaleuchtens abgebildet. Für dieses wurde die Intensität des Plasmaleuchtens $I_g(z,t)$ im Schnitt $r = 0 \text{ mm}$ auf die Intensität zum Zeitpunkt $t = 0$ normiert, sodass $I_g(z,t)/I_g(z,0)$ dargestellt ist. Das Raumzeitdiagramm zeigt eine gleichmäßige Zunahme des Plasmaleuchtens bis auf das 5-Fache im Bereich des Voids und bis auf das 3,5-Fache vor den

Elektroden. Im Bereich der Staubpartikel ist die Zunahme wesentlich geringer, jedoch ist auch hier noch ein Faktor 2 zu messen. Der globale Einfluss der Staubinjektion wird in Abb. 7.1(c) deutlich: In rot ist die Zunahme des global (über r und z) gemittelten Plasmaleuchtens aufgetragen. In demselben Diagramm zeigt die grüne Kurve den Abfall der HF-Amplitude an der oberen Elektrode. Beide Trends stimmen mit den Beobachtungen von Wattieaux *et al.* [172] überein. Abbildung 7.1(d) schließlich zeigt das Plasmaleuchten $I_g(r, z)$ am Ende der betrachteten Zeitreihe im Verhältnis zum Plasmaleuchten zum Beginn der Zeitreihe $I_{g0}(r, z)$. Zur Orientierung ist gestrichelt die am Ende der Zeitreihe nahezu stationäre Kontur der Staubwolke überlagert. So wird deutlich, dass auch radial außerhalb des Voids die Zunahme in der Staubwolke nicht so stark ist wie außerhalb der Staubwolke. Das Maximum der relativen Zunahme befindet sich demnach im Bereich des Voids und vor den Elektroden.

7.2 Interpretation linienintegrierter Beobachtungen

Die Beobachtungen des Plasmaleuchtens unterscheiden sich wesentlich von denen der Staubpartikel: Mittels eines Laserfächers durch die Mitte der Staubwolke werden Partikel in einem zweidimensionalen Schnitt bekannter Position für die Kamera mit Interferenzfilter sichtbar (vgl. Abschn. 3.3). Im Gegensatz dazu nimmt die mit Notchfilter ausgestattete Kamera jedoch linienintegrierte Intensitäten auf, da das Plasma nicht nur in einer Ebene, sondern im gesamten Volumen Licht isotrop emittiert. Die Beobachtungsgeometrie wird in Abb. 7.2 veranschaulicht: Teil (a) zeigt die Strahlengänge

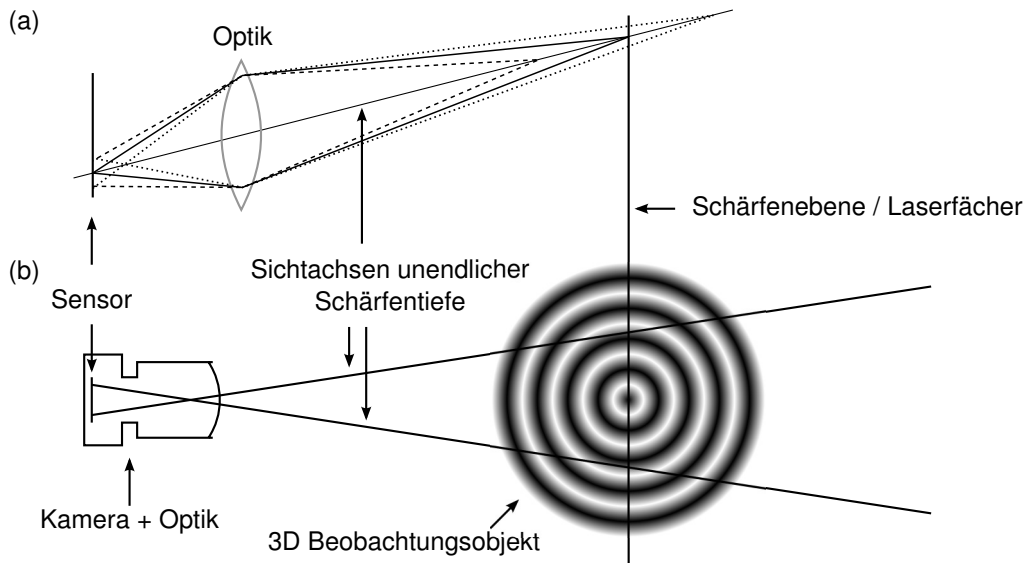


Abbildung 7.2 Veranschaulichung der linienintegrierten Beobachtung. (a) Strahlengänge für Punktquellen vor (gestrichelt), in (durchgezogen) und hinter (gepunktet) der Schärfenebene. (b) Skizze der Beobachtungsgeometrie eines dreidimensionalen, in jedem Punkt isotrop emittierenden Objekts mit räumlich variierender Intensität.

verschiedener Punktquellen. Licht, welches in der Schärfenebene emittiert wird (durchgezogene Strahlen), wird von der Optik scharf auf den Sensor abgebildet. Befindet sich die Quelle weiter entfernt von der Optik (gepunktete Strahlen) oder näher an dieser (gestrichelte Strahlen), treffen sich die Strahlen nicht in der Sensorebene, sodass eine größere Fläche auf dem Sensor beleuchtet wird – die Quelle wird unscharf. Beim Hinzufügen einer beliebig kleinen Blende würde jede Quelle auf der eingezeichneten Sichtachse (Mittelstrahl der optischen Konstruktion) in beliebigem Abstand von der Optik scharf auf dem Sensor abgebildet. Dies entspräche einer unendlichen Schärfentiefe. Das Licht mehrerer Quellen wird entlang der Sichtachse integriert. Die Quellen werden gemäß der sogenannten *point spread function* (Punktspreiz- oder Punktverwaschungsfunktion [173]) abgebildet, die abhängig vom Ort ist. Bei endlicher Blendenöffnung wird die Abbildung der Quelle umso größer, je weiter sie von der Schärfenebene entfernt ist.

Abbildung 7.2(b) veranschaulicht die konkrete Situation einer dreidimensionalen, in jedem Punkt isotrop emittierenden Quelle mit räumlicher Variation der Intensität. Dies entspricht der Beobachtung des Plasmaleuchtens, da das Plasma transparent ist und mit räumlich variierender Intensität an jedem Ort isotrop Strahlung emittiert. In Abb. 7.2(b) ist ein Schnitt durch ein fiktives Beobachtungsobjekt dargestellt, dessen Intensität entsprechend der abgebildeten Helligkeit räumlich moduliert sei. Bei unendlicher Schärfentiefe wäre das von der Kamera erfasste Bild des Objekts ein Integral der Intensitäten entlang der Sichtachsen, von denen zwei beispielhaft eingezeichnet sind. Das aufgenommene Muster wäre gegenüber dem Muster, das im zentralen Schnitt existiert und zum Beispiel von einer 2D-Diagnostik beobachtet werden würde, verschoben. Bei endlicher Schärfentiefe entspricht das resultierende Bild einem Integral über die Intensitätsverteilungen, die umso unschärfer sind, je weiter sie von der Schärfenebene entfernt liegen. Strukturen außerhalb der Schärfenebene verwischen daher umso stärker, je weiter sie von dieser entfernt sind. Unscharf abgebildete Strukturen der Intensitätsverteilung tragen zu einem konstanten Offset bei. Dieser reduziert die scheinbare Amplitude relativer Modulationen im Vergleich zur tatsächlichen Modulation, da die beobachtete absolute Modulation auf einen zu großen Mittelwert bezogen wird. Anschaulich ausgedrückt: Das Flackern einer Kerze hat in Dunkelheit einen größeren relativen Effekt als vor einem Scheinwerfer.

In der Beobachtung des Plasmaleuchtens im hier verwendeten Aufbau ist ein Objektiv mit Blende $f/0,95$ verwendet worden, was einer sehr großen Blendenöffnung und daher minimalen Schärfentiefe entspricht. Die Optik wurde auf die Ebene des Laserfächers fokussiert, sodass technisch alle Möglichkeiten genutzt wurden, Informationen der Staubkamera mit den Informationen der Kamera des Plasmaleuchtens vergleichbar zu machen. Trotzdem sollten Aussagen über Phaseninformationen vorsichtig getroffen werden, da die dreidimensionale Struktur des Plasmaleuchtens und ihr Einfluss auf die Intensitätsverteilung in den Aufnahmen nicht hinreichend bekannt sind.

Linienintegrierende Beobachtungsgeometrien lassen sich aber unter einigen Voraussetzungen auch nutzen: In einem Wellenfeld ebener Wellenfronten verwendeten Killer *et al.* [174] eine Flächenbeleuchtung und beobachteten mit telezentrischen Objektiven die Staubwolke in Absorption. Die telezentrischen Objektive garantierten *parallele*

Sichtachsen, die außerdem parallel zu den Wellenfronten ausgerichtet wurden. Dadurch konnten Killer *et al.* [174] im Vergleich mit dazu synchronen Aufnahmen einer 2D-Diagnostik zeigen, dass Staubbichtewellen großer Amplitude eine höhere Kohärenz über die Staubwolke zeigen als Staubbichtewellen geringer Amplitude.

7.3 Globale und lokale Eigenschaften der Oszillation des Plasmaleuchtens

Wie in Abschn. 7.1 demonstriert, zeigt die Entladung eine deutliche Reaktion auf die Zugabe von Staub, was sich durch eine Steigerung der Gesamtintensität des Plasmaleuchtens äußert. Arp *et al.* [43] konnten außerdem auch eine Oszillation des Plasmaleuchtens mit der Frequenz der Staubbichtewellen messen. Die Autoren gingen von einer Wellenbewegung im Plasmaleuchten analog zum Wellenfeld des Staubs aus. Mit den empfindlicheren und höher auflösenden Kameras sowie der lichtstärkeren Optik des hier verwendeten Kameraaufbaus können die Ergebnisse von Arp *et al.* [43] wesentlich erweitert und verfeinert werden. Im Folgenden werden zunächst die Grundzüge zweier repräsentativer Beispiele vorgestellt und im Anschluss die komplizierten Oszillationsmuster nach ihren verschiedenen Charakteristika unterteilt. Die Fluktuationen der Staubbichte \tilde{I}_d bzw. des Plasmaleuchtens \tilde{I}_g werden im Folgenden als relative Abweichungen vom zeitlich gleitenden Mittelwert nach Gl. (5.1) berechnet. Der zeitlich gleitende Mittelwert wird wie zuvor über 50 Bilder, bei einer verwendeten Bildrate von 80 fps also über $\Delta t = 625$ ms, gebildet.

7.3.1 Beispiele repräsentativer Beobachtungen

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Beispiele sind repräsentativ für eine Vielzahl von beobachteten Oszillationen der Intensität des Plasmaleuchtens. Allen Beobachtungen ist gemein, dass das Plasmaleuchten bei stationären Staubwolken nur in Anwesenheit von Staubbichtewellen überhaupt Fluktuationen zeigte.

Abbildung 7.3 zeigt zu vier ausgewählten Zeitpunkten die Fluktuationen des Plasmaleuchtens \tilde{I}_g (obere Reihe) und der Staubbichte \tilde{I}_d (untere Reihe) während einer Periode ($T \approx 0,2$ s) der Oszillation des Plasmas. Zur Orientierung ist den Fluktuationen des Plasmaleuchtens die Kontur der mittleren Staubwolke überlagert. Die Fluktuationen dieser Messreihe sind in ähnlicher Form in Ref. [169] veröffentlicht worden. Sie wurden auf der Parabelflugkampagne (PFC) 2011 am ersten Flugtag (FT) während der Parabel #07 aufgenommen. Die Entladung wurde bei 15 Pa und 75 V_{pp} betrieben. Die injizierten Partikel hatten einen Durchmesser von 6,8 µm.

Die Aufnahmen des Plasmaleuchtens offenbaren eine globale Oszillation des Plasmaleuchtens mit einer endlichen Phasendifferenz zwischen dem Bereich des Voids und der umgebenden Region: Im Void (V) erreicht die Intensität des Plasmaleuchtens zwischen der ersten und zweiten Aufnahme ihr Maximum und fällt dann anscheinend schnell

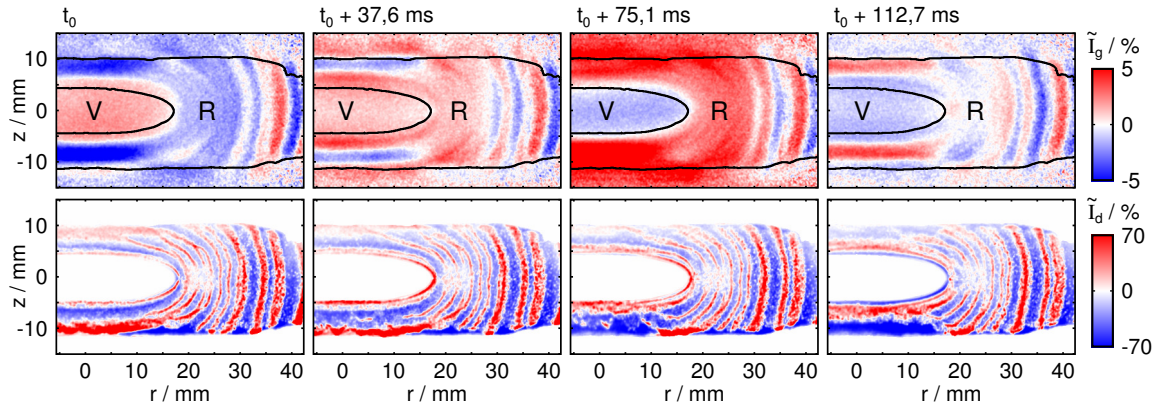


Abbildung 7.3 Momentaufnahmen der Fluktuationen des Plasmaleuchtens \tilde{I}_g (obere Reihe) und der Staubdichte \tilde{I}_d (untere Reihe) für vier Zeitpunkte einer Periode ($T \approx 0,2\text{s}$) der Oszillation des Plasmaleuchtens. Die Kontur der mittleren Staubwolke ist den Fluktuationen des Plasmaleuchtens überlagert. Daten aus PFC 2011, FT 1, #07.

auf ein Minimum nahe der dritten Aufnahme ab. Von dem Zeitpunkt an nimmt die Intensität wieder kontinuierlich zu. Radial außerhalb des Voids (R) sowie zwischen den Elektroden und der Staubwolke nimmt das Plasmaleuchten hingegen von der ersten bis zur dritten Aufnahme deutlich zu und fällt von da an wieder ab.

Unter der Annahme einer zylindersymmetrischen Entladung kann trotz der linienintegrierenden Beobachtungsmethode davon ausgegangen werden, dass die beobachtete Oszillation der Intensität im Void auch tatsächlich im Void lokalisiert ist. Anderenfalls wäre der Phasensprung nicht zu erklären. An dieser Stelle sei außerdem darauf hingewiesen, dass die Fluktuationen des Plasmaleuchtens keinen Rückschluss auf die absoluten Intensitäten zulassen. Das Profil des Plasmaleuchtens hat (in Anwesenheit ausgedehnter Staubwolken) stets eine maximale Intensität im Zentrum der Entladung. Eine kleine relative Fluktuation dort entspricht, absolut betrachtet, einer größeren Änderung der Intensität als die gleiche relative Fluktuation axial oder radial auswärts, weil die Intensitätsänderung im Void auf einen größeren Mittelwert bezogen wird.

Bei genauer Betrachtung der Fluktuationen der Staubdichte ist in den Aufnahmen in Abb. 7.3 (untere Reihe) die Oszillation der Voidkante mit derselben Periode wie im Plasmaleuchten zu erkennen: Ein roter Rand um das zentrale Void bedeutet eine höhere Staubdichte als im Mittel und daher eine nach innen verschobene Voidkante. Ein blauer Rand bedeutet somit eine nach außen verschobene Kante. Dies entspricht der in Abschn. 6.4.1 gemessenen Oszillation der Voidgröße.

Neben den beschriebenen, global synchronen Fluktuationen des Plasmaleuchtens sind diesen in Abb. 7.3 (obere Reihe) im radialen Randbereich bei $r \gtrsim 30\text{ mm}$ wellenartige Muster überlagert, die den Staubdichtewellen ähnlich sind. Vergleichbare lokale Muster sind ebenfalls im Staubbereich vor den Elektroden sichtbar. Für die Staubdichtewellen kurzer Wellenlänge im Bereich $15\text{ mm} < r < 30\text{ mm}$ sind derartige Muster jedoch nicht zu erkennen.

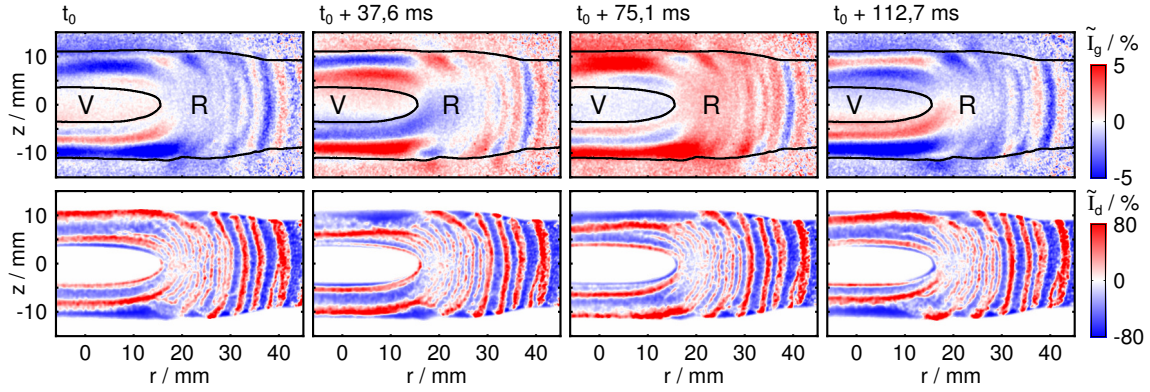


Abbildung 7.4 Momentaufnahmen der Fluktuationen des Plasmaleuchtens \tilde{I}_g (obere Reihe) und der Staubdichte \tilde{I}_d (untere Reihe) während einer Periode ($T \approx 0,16$ s) der Oszillation des Plasmaleuchtens. Den Fluktuationen des Plasmaleuchtens sind zur Übersicht die Konturen der mittleren Staubdichte überlagert. Daten aus PFC 2012, FT 1, #05.

Außer den Fällen der Oszillation des Plasmaleuchtens, die mit einem Atmen des Voids (*breathing mode*) einhergehen, beispielhaft dargestellt in Abb. 7.3, treten häufig auch Situationen auf, in denen das Void eine Auf- und Abwärtsbewegung (*sloshing mode*) ausführt. Dafür zeigt Abb. 7.4 ein repräsentatives Beispiel. Die Entladung wurde bei 15 Pa und 87 V_{pp} mit 6,8 µm großen Partikeln betrieben. In den Fluktuationen der Staubdichte (untere Reihe) ist eine schwappende Bewegung der Voidkanten und der vor den Elektroden nach oben bzw. unten propagierenden Wellen zu erkennen: In der ersten Aufnahme ist die untere Voidkante rot gefärbt und die obere blau, was einer Verlagerung des Voids nach oben entspricht. Vor der oberen Elektrode erreicht außerdem ein Wellenberg der Staubdichtewellen das Ende der Staubwolke, während die Staubdichte vor der unteren Elektrode reduziert ist. In der dritten Aufnahme zeigen sich die Fluktuationen umgekehrt, sodass das Void dort nach unten verlagert ist. In den Fluktuationen des Plasmaleuchtens, Abb. 7.4 (obere Reihe), zeigt sich eine nicht mehr als Ganzes oszillierende Intensität des Plasmaleuchtens im Void (V). Im Zentrum um $z = 0$ mm bleibt die Intensität des Plasmaleuchtens nahezu konstant, während sie ober- und unterhalb der Mittelebene *gegenphasig* oszilliert. Davon unabhängig scheinen jedoch die Fluktuationen des Plasmaleuchtens radial außerhalb des Voids (R) und direkt vor den Elektroden global in Phase zu oszillieren.

7.3.2 Unterteilung der Charakteristika

Die Charakteristika der als Ganzes oder geteilt oszillierenden Intensität des Plasmaleuchtens im Void, der Oszillation radial außerhalb des Voids und vor den Elektroden sowie der wellenartigen Oszillation werden in diesem Abschnitt detaillierter dargestellt. Durch Bildung der Raumzeitdiagramme der Fluktuationen für den horizontalen und

vertikalen Schnitt durch das Entladungszentrum ($z = 0$ mm bzw. $r = 0$ mm) wird die Dynamik zeitlich höher aufgelöst sichtbar. Für die Raumzeitdiagramme werden die Fluktuationen zur Reduzierung des Rauschens über ± 5 Pixel ($\approx 0,9$ mm) um die Mittellinien $z = 0$ mm bzw. $r = 0$ mm gemittelt.

Oszillation des Plasmaleuchtens im Void und vor den Elektroden In den Raumzeitdiagrammen der vertikalen Schnitte, Abb. 7.5, der im vorhergehenden Abschnitt vorgestellten Datensätze wird der Unterschied zwischen den Oszillationen des Plasmaleuchtens im Zentrum der Entladung deutlich: Während im Fall der *breathing mode*, Abb. 7.5(a), das Plasmaleuchten im gesamten Void nahezu in Phase, d.h. als Ganzes, oszilliert, zeigt die Oszillation des Plasmaleuchtens im Fall der *sloshing mode*, Abb. 7.5(b), eine Knotenlinie bei $z \approx -1$ mm. Ober- und unterhalb dieser Linie ist eine gegenphasige Oszillation des Plasmaleuchtens im Void sichtbar. Die Oszillation des Plasmaleuchtens vor den Elektroden hingegen zeigt in beiden Datensätzen jeweils oben und unten dieselbe Phase, in Abb. 7.5(b) auch trotz der im Void geteilt oszillierenden Intensität. Anhand der senkrechten Linien in Abb. 7.5(a) wird außerdem deutlich, dass die Oszillation im Void der Oszillation vor den Elektroden vorausgeht.

Ein Vergleich mit den Oszillationen der Voidkanten der jeweiligen Datensätze gibt einen Hinweis auf eine enge Verknüpfung der Oszillation des Plasmaleuchtens mit den Oszillationen der Staubbichte in der vertikalen Achse. Zur Darstellung der Voidkantenoszillation wurde von der Mitte, $z = 0$ mm, ausgehend jeweils die obere und untere Position bestimmt, an der die Fluktuation der Staubbichte einen Grenzwert (8,5 %) überschreitet. Abbildungen 7.5(c) und (d) zeigen die Verschiebung Δz dieser Position für die (schwarz gestrichelt) obere und (rot durchgezogen) untere Kante der beiden Datensätze. Die Positionen verschieben sich mit einem auswärts propagierenden Wellenberg ebenfalls axial auswärts (obere Kante zu größeren Werten von Δz , untere Kante zu kleineren Werten von Δz). Die nach innen zurückströmenden Partikel bilden einen neuen Wellenberg, der beim Überschreiten des Grenzwerts detektiert wird und die Sprünge in den dargestellten Kurven verursacht (gestrichelte Kurven: Sprünge zu kleinen Werten von Δz ; durchgezogene Kurven: Sprünge zu großen Werten von Δz). Diese Sprünge erlauben es, die Phasenbeziehung zwischen den Voidkanten einfach abzulesen. Im Fall der *breathing mode*, Abb. 7.5(c), finden die Sprünge nahezu gleichzeitig statt, sodass die Oszillation der Voidkante einem Atmen entspricht. Im Fall der *sloshing mode*, Abb. 7.5(d), haben die Sprünge eine deutliche Verzögerung – das Void schwappt also. Diese Verzögerung scheint mit einer Verschiebung der Intensität des Plasmaleuchtens im Void einherzugehen.

In den Regionen, in denen sich über und unter dem Void Staub befindet (etwa bei $4 \text{ mm} < |z| < 11 \text{ mm}$), scheinen die Fluktuationen des Plasmaleuchtens nahezu wellenartig axial nach außen zu propagieren. Dabei sind die Strukturen in Bezug auf Frequenz, Wellenlänge und Phasengeschwindigkeit vergleichbar mit den Staubbichtewellen in dem Bereich. Außerdem ist dort die maximale (relative) Fluktuation des

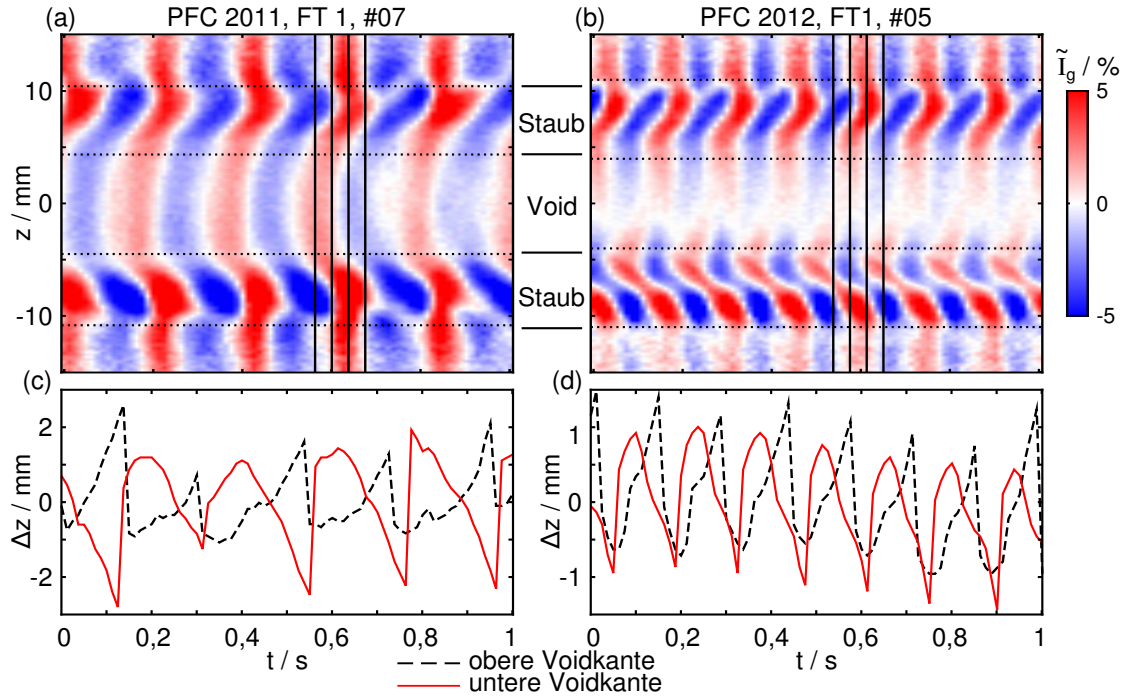


Abbildung 7.5 Ausschnitte der Raumzeitdiagramme des vertikalen Schnitts $r = 0$ mm der Fluktuationen des Plasmaleuchtens \tilde{I}_g für (a) den Datensatz aus Abb. 7.3, *breathing mode*, und (b) den Datensatz aus Abb. 7.4, *sloshing mode*. Die vertikalen Linien markieren jeweils von links nach rechts die in den Momentaufnahmen abgebildeten Zeitpunkte. Die gepunkteten Linien markieren in den Raumzeitdiagrammen die Bereiche, in denen sich Staub befindet. Teile (c) und (d) stellen für die Datensätze jeweils die (gestrichelt) obere und (durchgezogen) untere Position dar, an der die Fluktuation der Staubdichte einen Grenzwert vom Void aus überschreitet.

Plasmaleuchtens wesentlich größer als im Void oder direkt vor den Elektroden. Derartige Fluktuationen werden noch ausgeprägter am radial äußeren Rand der Entladung beobachtet und daher in der Diskussion der Raumzeitdiagramme des horizontalen Schnitts weiter beschrieben.

Oszillationen des Plasmaleuchtens radial außerhalb des Voids Abbildung 7.6 zeigt die Raumzeitdiagramme des horizontalen Schnitts der (a) *breathing mode* und der (b) *sloshing mode*. Die vertikalen Linien markieren jeweils die Zeitpunkte der Momentaufnahmen in Abb. 7.3 bzw. Abb. 7.4. Die Raumzeitdiagramme lassen sich in drei Bereiche I–III unterteilen: Die Bereiche I und II unterscheiden sich durch einen Phasensprung der rein zeitlichen Oszillation des Plasmaleuchtens. Die Grenze (obere gepunktete Linie) fällt mit der radialen Voidkante im Staub zusammen. Im Bereich III oszilliert das Plasmaleuchten wellenartig.

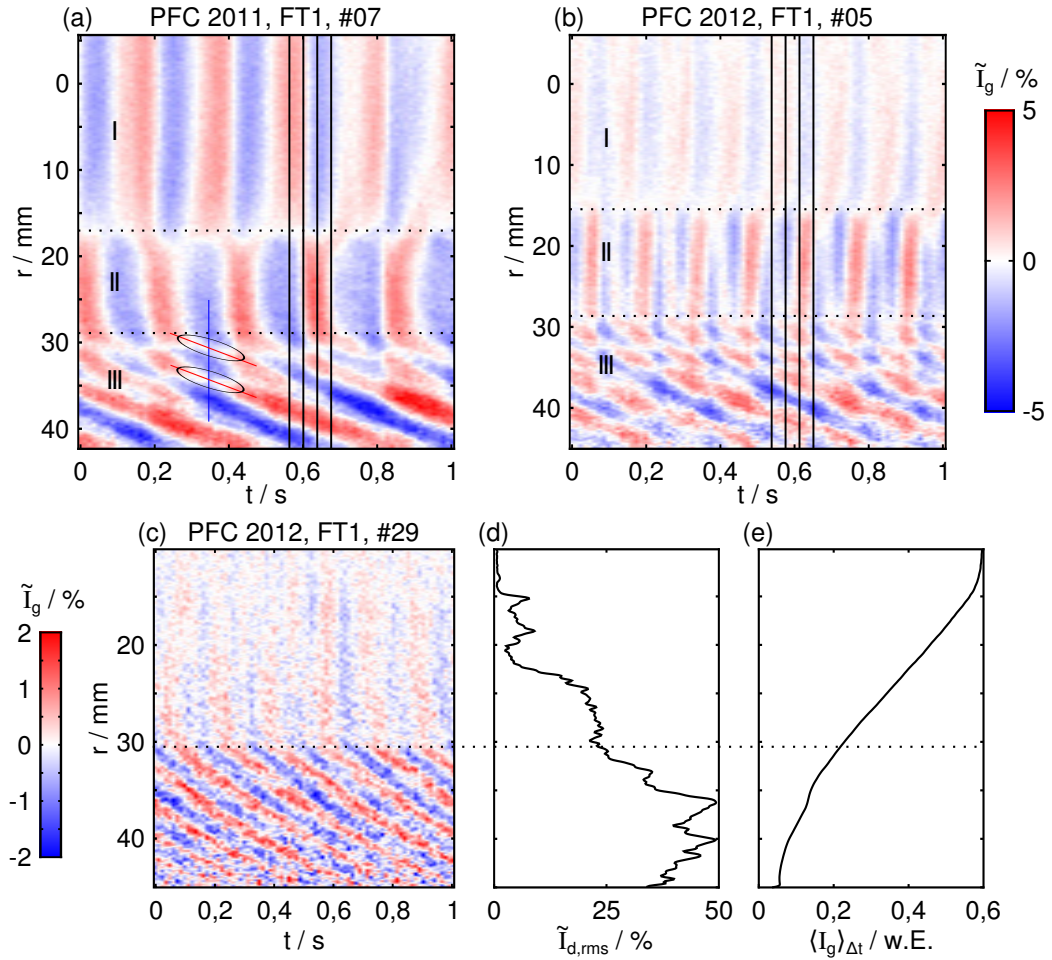


Abbildung 7.6 Ausschnitte der Raumzeitdiagramme der horizontalen Schnitte $z = 0$ mm der Fluktuationen des Plasmaleuchtens \tilde{I}_g für (a) den Datensatz aus Abb. 7.3, *breathing mode*, und (b) den Datensatz aus Abb. 7.4, *sloshing mode*. Die vertikalen Linien markieren jeweils von links nach rechts die in den Momentaufnahmen abgebildeten Zeitpunkte. Die gepunkteten Linien unterteilen das Raumzeitdiagramm nach den drei Bereichen I–III, wobei die Grenze zwischen I und II mit der radialen Voidkante übereinstimmt. Die weiteren Markierungen in (a) heben die Interferenz hervor (siehe Text). (c) Ausschnitt des horizontalen Raumzeitdiagramms der Fluktuationen des Plasmaleuchtens \tilde{I}_g eines dritten Datensatzes. (d) Effektivwert der Staubdichtefluktuations $\tilde{I}_{d,rms}$, gebildet über den in (c) dargestellten Zeitraum. (e) Über denselben Zeitraum gemittelter Absolutwert der Intensität des Plasmaleuchtens $\langle I_g \rangle_{\Delta t}$.

Insbesondere in Abb. 7.6(a) wird der Phasensprung zwischen dem Bereich des Voids (I) und der umgebenden Region (II) deutlich. Das Plasmaleuchten scheint in den beiden Bereichen nahezu gegenphasig zu oszillieren. Dieses Verhalten tritt verbreitet in den Messungen auf, jedoch nicht immer so deutlich ausgeprägt wie in diesem Fall. Interessanterweise berichteten Mikikian *et al.* [123] von einer vergleichbaren gegenphasigen Oszillation des Plasmaleuchtens in Zusammenhang mit der Heartbeat-Instabilität. Davon abgesehen zeigt diese aber deutliche Unterschiede zu den Staubdichtewellen, zum Beispiel in den Zeitskalen. Daher erscheint die Ähnlichkeit zur Dynamik des Plasmaleuchtens zwar bemerkenswert, ein tieferer Zusammenhang der beiden Instabilitäten kann jedoch nicht ohne Weiteres daraus begründet werden.

In Abb. 7.6(b) ist im Void (I) nur eine geringe Oszillation des Plasmaleuchtens zu erkennen, da sich die Schnittebene nahe der Knotenlinie der Oszillation befindet. Trotzdem tritt im Bereich II eine deutliche Oszillation auf. Bei genauer Analyse des Bereichs II offenbart das Raumzeitdiagramm je ein zusätzliches lokales Maximum in den Minima der Oszillation. Die zusätzlichen Maxima könnten auf die zweigeteilte Oszillation im Void zurückzuführen sein, sodass jedes Maximum im Void eine eigene Reaktion radial außerhalb des Voids hervorrufen würde.

Im Bereich III der Raumzeitdiagramme Abb. 7.6(a) und (b) zeigen die Fluktuationen des Plasmaleuchtens die bereits in den Momentaufnahmen angedeutete wellenartige Struktur. Dabei ist sogar ein Zusammenlaufen von Wellenbergen, ähnlich den Staubdichtewellen in Abb. 6.3(b), zu erkennen. Die Strukturen stimmen in Wellenlänge, Frequenz und Phasengeschwindigkeit mit den Staubdichtewellen überein. Des Weiteren scheint dem wellenartigen Muster eine Modulation überlagert zu sein. Dies lässt sich als Interferenz der wellenartigen und der rein zeitlichen Oszillation erklären: Dort, wo zum Beispiel die räumliche Verlängerung eines Minimums in II (feine blaue Linie in Abb. 7.6(a)) die Wellenberge in III (schräge rote Linien) schneidet, sind die Fluktuationen der Wellenberge reduziert (schwarze Ellipsen). Dieses Phänomen lässt sich an vielen Orten der Raumzeitdiagramme der Abb. 7.6(a) und (b) beobachten. Daher muss davon ausgegangen werden, dass sich die Oszillation des Plasmaleuchtens in Bereich II bis zum Rand der Entladung auch in III fortsetzt, dort aber von der wellenartigen Fluktuation kaschiert wird und nur durch die Interferenz sichtbar wird.

Zur Unterstützung der These, dass die wellenartige Fluktuation eine von der globalen Oszillation unabhängige Modulation des Plasmaleuchtens darstellt, zeigt Abb. 7.6(c) das Raumzeitdiagramm eines horizontalen Schnitts einer dritten Messreihe. In dieser wurde eine Entladung bei 14 Pa und $87 V_{pp}$ sowie Partikel mit $6,8 \mu m$ Durchmesser verwendet. Die Voidkanten und das Plasmaleuchten zeigten nur eine geringe Oszillation. Trotzdem ist in dem dargestellten Raumzeitdiagramm für $r > 30$ mm (unterhalb der gepunkteten Linie) deutlich eine wellenartige Modulation des Plasmaleuchtens sichtbar. Diese setzt sprunghaft am angegebenen Ort ein, obwohl, wie auch in den anderen Datensätzen, radial einwärts ebenfalls Staubdichtewellen existieren. Diese haben jedoch eine kürzere Wellenlänge und eine geringere Amplitude. Die Vermutung liegt daher nahe, dass die Staubdichtewellen eine ausreichend große Amplitude und/oder Wellenlänge aufweisen müssen, um das Plasmaleuchten sichtbar zu modulieren. Als Maß für die Amplitude der Staubdichtewellen ist in Abb. 7.6(d) der über den in

(c) dargestellten Zeitraum gebildete Effektivwert der Fluktuation der Staubbichte $\tilde{I}_{d,rms}(r) = \left(\sum_{t=0}^{1s} \tilde{I}_d(r,t)^2 \right)^{1/2}$ im Schnitt $z = 0$ mm aufgetragen. Nahe der Grenze zu den beobachtbaren Wellen im Plasmaleuchten (gepunktete Linie) ist in der Amplitude der Staubbichtewellen ein starker Anstieg zu erkennen. Der Ort des Anstiegs fällt in etwa mit dem Zusammenlaufen von Wellenbergen zusammen, sodass die Effekte von Wellenlänge und Wellenamplitude in Bezug auf die Modulation des Plasmaleuchtens nicht voneinander getrennt werden können. Die radiale Abweichung des sprunghaften Anstiegs der Amplitude von der Grenzmarkierung ist möglicherweise der Beobachtungsgeometrie geschuldet. In dieser lässt die Krümmung der Wellenfronten die beobachtete Phase der Fluktuation des Plasmaleuchtens gegenüber der tatsächlichen Phase im Schnitt des Lasers radial einwärts verschoben erscheinen (vgl. Abschn. 7.2).

Modulieren die Staubbichtewellen das Plasmaleuchten in absoluter Betrachtung nur schwach, begünstigt radial weit außen ein weiterer Faktor die Sichtbarkeit dieser Modulation: Die radiale Abnahme der absoluten Intensität des Plasmaleuchtens lässt auch kleine absolute Fluktuationen heraustreten. Diese Abnahme wird im Verlauf des mittleren Plasmaleuchtens $\langle I_g \rangle_{\Delta t}$ für den Schnitt $z = 0$ mm, Abb. 7.6(e), deutlich. Die absolute Intensität des Plasmaleuchtens ist nahe der Grenzlinie bereits auf ein Drittel der maximalen Intensität gefallen.

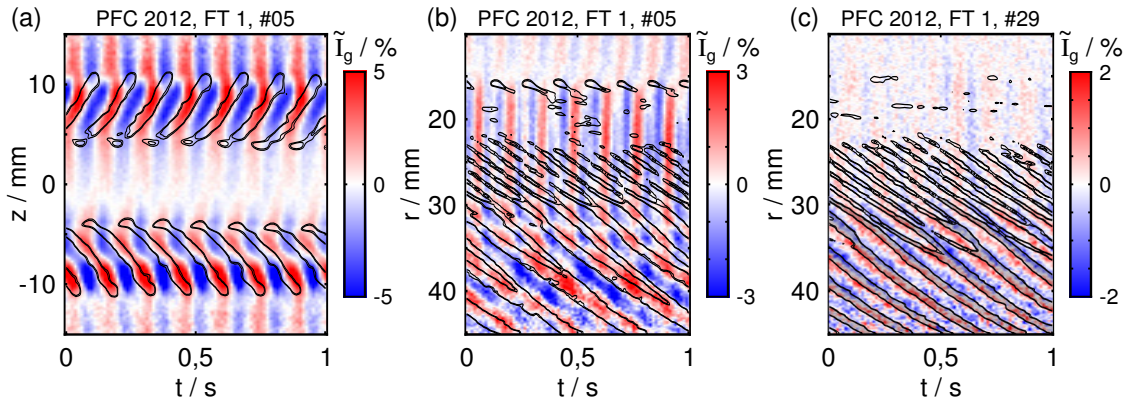


Abbildung 7.7 (a) Raumzeitdiagramm des vertikalen Schnitts der Fluktuationen des Plasmaleuchtens \tilde{I}_g mit überlagerten Konturen der Berge der Staubbichtewellen aus dem Datensatz der in Abb. 7.4 gezeigten Messung. (b) Raumzeitdiagramm des horizontalen Schnitts der Fluktuationen des Plasmaleuchtens desselben Datensatzes und ebenfalls überlagerte Konturen der Staubbichtewellenberge. (c) Raumzeitdiagramm des horizontalen Schnitts der Fluktuationen des Plasmaleuchtens und überlagerte Konturen der Staubbichtewellenberge des Datensatzes aus Abb. 7.6(c).

Phasenbeziehung zwischen Staubbichtewelle und Oszillation des Plasmaleuchtens Die Frage nach der Phasenbeziehung der Wellen in Staub und Plasmaleuchten im radial äußeren Bereich liegt auf der Hand. Eine definitive Aussage auf Grundlage der vorhandenen Daten darüber zu treffen, ist jedoch aufgrund der Beobachtungsgeometrie schwierig. Abbildung 7.7(a) zeigt das Raumzeitdiagramm des vertikalen

Schnitts des Datensatzes PFC 12, FT 1, #05 (*sloshing mode* des Voids) mit überlagerten Konturen der Wellenberge der Staubdichtewellen. In Abb. 7.7(b) und (c) sind die Raumzeitdiagramme des horizontalen Schnitts der Daten PFC 12, FT 1, #05 und #29 (vgl. Abb. 7.6(b) und (c)) abgebildet – ebenfalls mit überlagerten Konturen der Wellenberge der Staubdichtewellen. In Teil (c) sind außerdem zur Orientierung die Wellenberge halb transparent abgedunkelt.

Eine direkte Zuordnung der Wellenberge der Staubdichtewelle zu den Oszillationen des Plasmaleuchtens ist offensichtlich fragwürdig, da zum Beispiel im oberen Teil des vertikalen Raumzeitdiagramms, Abb. 7.7(a), die Wellenberge über weite Bereiche mit einem intensivierten Plasmaleuchten einhergehen, sich im unteren Teil aber eine deutliche Verschiebung zu den Maxima zeigt. Im Raumzeitdiagramm Abb. 7.7(b) deutet sich an, dass die Maxima des Plasmaleuchtens mit den Maxima der Staubdichtewellen übereinstimmen, der Effekt der Beobachtungsgeometrie müsste jedoch noch eingezeichnet werden. In Abb. 7.7(c) ist außerdem tendenziell ein Vorauslaufen der Wellen im Plasmaleuchten zu erkennen. Daher wären für eine verlässliche Bestimmung der Phasenbeziehung die Kenntnis der dreidimensionalen Struktur bzw. der Kohärenz der Staubdichtewellen und eine lokale Messung des Plasmaleuchtens unverzichtbar.

7.4 Diskussion

Die Wechselwirkung von Staubpartikeln mit einer HF-Entladung wurde bereits von anderen Autoren in Experimenten und Simulationen untersucht. In den meisten Experimenten wurde dafür primär das Plasmaleuchten als Diagnostik des Plasmas verwendet. Eine Dynamik im Plasmaleuchten wurde bei Translation des Voids [32, 171] und in Zusammenhang mit der Heartbeat-Instabilität [40, 123] beobachtet. In dem vorliegenden Kapitel wurden diese Untersuchungen durch die systematische Charakterisierung der Wechselwirkung zwischen Staubdichtewellen und dem Plasma erweitert. Dabei konnten drei wesentliche Charakteristika unterschieden werden: Erstens eine globale Oszillation der Intensität des Plasmaleuchtens im Void, die von einer *breathing* oder *sloshing mode* des Voids begleitet und beeinflusst wird. Zweitens eine globale Oszillation der Intensität radial außerhalb des Voids und vor den Elektroden, die eine endliche Phasendifferenz zur Oszillation im Void aufweist. Drittens eine wellenartige Modulation des Plasmaleuchtens im Bereich von Staubdichtewellen großer Amplituden und Wellenlängen.

Mit derselben Frequenz, wie das Void in Größe oder Position oszilliert, ist eine globale Oszillation des Plasmaleuchtens zu beobachten. Nach den Simulationen von Land und Goedheer [34] ist das Plasma aufgrund hoher Verluste an den Staubpartikeln im Wesentlichen auf das Void beschränkt, sodass die Voidgröße ein entscheidender Faktor für die Plasmaproduktion darstellt. Die Autoren folgerten aus einer Plausibilitätsüberlegung, dass eine geringere Voidgröße eine größere Elektronendichte und -temperatur bedingt, damit die Entladung bestehen bleibt. Die beobachtete *breathing mode* des Voids erzeugt somit nach dem Modell von Land und Goedheer [34] eine Modulation der Plasmaproduktion. Die Oszillation des Plasmaleuchtens im Zentrum könnte

als Folge dieser Modulation erklärt werden. Dafür spricht auch die Beobachtung des nahezu linearen Zusammenhangs zwischen den Effektivwerten der Oszillationen des Plasmaleuchtens und der Voidgröße, Abb. 6.8(a). Unklar bleibt jedoch, inwiefern die *sloshing mode* Einfluss auf die Plasmaproduktion nimmt und ob eine Modulation der Plasmaproduktion auch auf die Dynamik des Staubs rückwirkt.

Über die Ursache der Oszillation des Voids kann nur spekuliert werden und die Diskussion ist eng mit der Frage verknüpft, ob es sich um eine einseitige oder gegenseitige Wechselwirkung zwischen Staub- und Plasmadynamik handelt. Die Oszillationsfrequenz des Voids ist die gleiche wie die Frequenz der vom Void weg propagierenden Wellen, was einen Zusammenhang nahe legt. Einerseits kann daher eine Bewegung der Voidkanten durch Staubbichtewellen großer Amplituden vermutet werden. Andererseits würde auch die Oszillation der Plasmaparameter im Void die Position des Gleichgewichts aus elektrischer Feldkraft und Ionenwindkraft modulieren und so als Treiber auf die Voidkanten und Staubbichtewellen rückwirken. Die bei einem Schwappen des Voids geteilt oszillierende Intensität des Plasmaleuchtens spricht für eine einseitige Rückwirkung der Staubbichtedynamik auf das Plasma. Die Phasendifferenz zwischen der Oszillation des Plasmaleuchtens im Void und der Oszillation radial außerhalb des Voids sowie vor den Elektroden spricht hingegen für eine eigene Dynamik des Plasmas, die nicht nur durch die Staubbichtedynamik vorgegeben wird. Ebenso spricht die Bildung kommensurabler Frequenzcluster mit Harmonischen der Oszillation des Plasmaleuchtens für eine Rückwirkung des Plasmas auf die Staubbichtewellen.

Ein sich gegenseitig beeinflussendes, gekoppeltes System, in dem sich Oszillationen im Plasma und in der Staubbichte auf gleiche oder harmonische Frequenzen synchronisieren können, ist folglich am wahrscheinlichsten. Zur Klärung der Frage, ob dieses System tatsächlich aus einer *gegenseitigen* Wechselwirkung die gezeigten Phänomene erzeugt oder ob eine Komponente des Systems einen dominanten Treiber darstellt, wären selbstkonsistente Simulationen der Dynamik eines solchen staubigen Plasmas unter Berücksichtigung aller Komponenten ein wichtiger Schritt. Derartige Simulationen gehen aber über die Möglichkeiten der aktuellen Simulationsprogramme hinaus.

Schließlich ist im Plasmaleuchten bei Anwesenheit von Staubbichtewellen großer Wellenlänge und Amplitude eine wellenartige Oszillation zu beobachten. Große Amplituden und Wellenlängen könnten Voraussetzungen für die Beobachtung darstellen, weil anderenfalls möglicherweise die Modulation des Plasmaleuchtens vor der Hintergrundintensität nicht sichtbar wäre. Trifft die von Killer *et al.* [174] gefundene geringe Kohärenz der Staubbichtewellen bei kleiner Amplitude auch auf die hier beobachteten Wellenfelder zu, würde die Kamera des Plasmaleuchtens im Bereich kurzer Wellenlängen noch weniger entlang geschlossener Wellenfronten integrieren als ohnehin schon (vgl. Abschn. 7.2), sodass die Fluktuationen sich in der Beobachtung herausmittelten.

Die gezeigte Unabhängigkeit der lokalen, wellenartigen Oszillationen des Plasmaleuchtens von der globalen Oszillation und die Ähnlichkeit zu den Mustern in den Raumzeitdiagrammen der Staubbichtewellen deuten auf eine Modulation des Plasmaleuchtens durch die Staubverteilung hin. Auf den Zeitskalen der Ionen und Elektronen erscheint der Staub nahezu eingefroren, sodass sich zum Beispiel deren Dichten instantan auf die Verteilung des Staubs einstellen. Die genaue Phasenlage zwischen Staub

und Plasmaleuchten kann infolge der linienintegrierenden Messung des Plasmaleuchtens nicht sicher bestimmt werden. Eine Kenntnis der Kohärenz des Wellenfeldes nach der Methode von Killer *et al.* [174] könnte hier weitere Einsichten liefern. Prinzipiell ist einerseits eine Verarmung der Elektronen durch Bindung auf den Staubpartikeln in erhöhter Staubbichte und dadurch eine reduzierte Stoßanregung denkbar. In diesem Fall wäre ein Minimum des Plasmaleuchtens in den Wellenbergen der Staubbichte zu erwarten. Sind die Täler der Staubbichtewellen als lokale Voids zu betrachten, wären sie außerdem Regionen erhöhter Plasmaproduktion. Andererseits könnten lokale elektrische Felder aufgrund der mit den Staubbichtewellen verbundenen Raumladungszonen die kinetische Energie der Elektronen lokal erhöhen und so ein erhöhtes Plasmaleuchten erzeugen. An dieser Stelle muss offen bleiben, welche Effekte stärker wiegen und ob alle Varianten zu finden sind.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Dissertation präsentiert neue Beobachtungen und Ergebnisse zu Strömungen und nichtlinearen Dichtewellen staubiger Plasmen. Die unter Schwerelosigkeit ausgedehnten Systeme erlaubten die Untersuchung von Phänomenen, die in Experimenten im Labor von der Gravitationskraft dominiert werden. Zum einen konnten großskalige Vortices mit langsamer Dynamik trotz der kurzen Schwerelosigkeitsphasen beobachtet und quantitativ ausgewertet werden. Zum anderen sind ausgedehnte nichtlineare Wellenfelder in Bezug auf die Bildung von Frequenzclustern und auf die Wechselwirkung der Wellen mit der Entladung analysiert worden.

Großskalige Vortices in dreidimensionalen Staubwolken wurden bereits von anderen Autoren beschrieben und mögliche Antriebsmechanismen plausibel dargelegt [54, 55]. Die Modelle waren jedoch sehr heterogen und kaum in der Lage, einen Grund für den unterschiedlich beobachteten Drehsinn der Vortices [52, 56] anzugeben oder gar kompliziertere Topologien zu erklären. Durch die Reduktion der Vortextransportgleichung auf die in staubigen Plasmen wichtigen Terme konnte der Vortexantrieb auf einen einheitlichen Formalismus gebracht werden. Aus diesem ergaben sich die folgenden Schlüsse:

Nicht-konservative Kräfte resultieren aus der Geometrie der Äquipotentialflächen. Ein Antrieb jeglicher Wirbelströmungen setzt eine nicht-konservative Kraft voraus. In HF-Entladungen ermöglicht die Elliptizität der Potentialkonturen – oder allgemeiner deren Abweichung von der Kugelsymmetrie – eine Verkipfung der Gradienten der Partikelladung und der Formfunktion der Ionenwindkraft gegenüber dem elektrischen Feld. Dadurch werden die elektrische Feldkraft und die Ionenwindkraft nicht-konservativ und erzeugen ein Drehmoment. Aus der Vortextransportgleichung folgt, dass die Nicht-Konservativität dieser Kraftfelder den Antrieb der untersuchten Vortices induziert. Die Vorzeichen der Winkel zwischen den Gradienten und dem elektrischen Feld bestimmen die Vorzeichen der Drehmomente der beiden Komponenten.

Die Konkurrenz der Antriebsmechanismen bestimmt die Topologie der Vortexströmung. Die Bilanz der Drehmomente aus elektrischer Feldkraft und Ionenwindkraft bestimmt lokal den Drehsinn der Vortices. Haben die Rotationen der beiden Kräfte unterschiedliche Vorzeichen in verschiedenen Regionen ein und derselben Entladung, kann dadurch die in Modellierung und Experiment gefundene quadrupolartige Topologie entstehen. Bei Kenntnis und Berücksichtigung der Topologie *beider* Kraftfelder kann also die Topologie des Vortexantriebs erklärt werden.

Die in den Experimenten in der *IMPF-K2*-Kammer am häufigsten beobachtete Topologie ist durch eine Dominanz des Antriebs durch die Ionenwindkraft zu erklären: In den Experimenten ist überwiegend ein einfacher Doppelvortex beobachtet worden, in dem die Staubpartikel in der Mittelebene radial auswärts strömen. Die Modellierungen des Vortexantriebs in Kap. 4 erklären diese Topologie mit einem überwiegenden Antrieb durch die Ionenwindkraft und mit einer untergeordneten Rolle der Ladungsgradienten.

In staubigen Plasmen hoher Staubbichte und niedrigen Gasdrucks wurden mit zwei Kameras simultan Staubbichtewellen und das Plasmaleuchten aufgezeichnet, um die Wechselwirkung der Staubbichtewellen mit dem Plasma zu untersuchen. Sowohl die früheren Ergebnisse zum Synchronisationsverhalten und zur Bildung von Frequenzclustern in Feldern selbsterregter Staubbichtewellen [27, 31, 163] als auch die ersten Untersuchungen zur Wechselwirkung zwischen den Wellen und dem Plasma [43] konnten wesentlich erweitert werden. Es ergaben sich die folgenden Befunde:

Selbsterregte Staubbichtewellen können kommensurable Frequenzcluster bilden.

Neben den in den ausgedehnten, selbsterregten Wellenfeldern unter Schwerelosigkeit von Menzel *et al.* [27] gefundenen Clustern inkommensurabler Frequenzverhältnisse können auch Topologien mit bevorzugt harmonischen Frequenzen, also kommensurable Cluster, auftreten. Die Klassifizierung von über 80 Wellenfeldern nach ihrer Kommensurabilität offenbarte eine bevorzugte Bildung kommensurabler Cluster bei hohen Staubbichten und niedrigen Gasdrücken, also bei tendenziell geringer Dämpfung der Wellen.

Die Wechselwirkung der Staubbichtewellen mit der Entladung erscheint ursächlich für die Bildung kommensurabler Frequenzcluster.

In Wellenfeldern mit kommensurablen Clustern zeigte eine Oszillation des Plasmaleuchtens Frequenzen vergleichbar oder harmonisch zu der im Wellenfeld gemessenen Frequenz. Daher ist in diesen Situationen eine Modulation der Plasmaparameter mit der Frequenz der Staubbichtewellen anzunehmen. Eine Erweiterung der Modellierung der Wellen als Kette von nichtlinearen, gekoppelten Van-der-Pol Oszillatoren [163] um eine externe Kraft bzw. eine parametrische Erregung demonstrierte die mögliche Synchronisation der Oszillatoren auf eine gemeinsame Frequenz unter globalen Einflüssen. Es erscheint daher plausibel, dass die Modulation der Plasmaparameter eine Synchronisation auf Frequenzen harmonischer und damit kommensurabler Frequenzverhältnisse begünstigt.

Ein endgültiger Nachweis der Kausalität zwischen der Oszillation des Plasmaleuchtens und den kommensurabel auftretenden Frequenzen kann mit den bisherigen Methoden zwar nicht erbracht werden, neben den vorgestellten Zusammenhängen der Frequenzen legen aber sowohl die Modellierung als Kette von Van-der-Pol Oszillatoren als auch der Vergleich mit Experimenten, in denen der Entladungsstrom extern moduliert wurde [29], die Kausalität nahe.

Die Dynamik des Voids und der Entladung folgt aus einer gegenseitigen Wechselwirkung. Die Oszillation des Plasmaleuchtens geht mit einer, wenn auch geringen, Oszillation der Amplitude von Spannung und Strom der Hochfrequenz einher. Dies und die Abhängigkeit des Plasmaleuchtens von der Elektronendichte und -temperatur bedeuten, dass die globale Oszillation des Plasmaleuchtens einer Oszillation der gesamten Entladung entspricht.

Für die These der sich gegenseitig beeinflussenden Dynamik des Voids und der Entladung gibt es vier stützende Beobachtungen, die in Abschn. 7.4 ausführlich diskutiert wurden: Erstens steigt der Effektivwert der Oszillation der Intensität des Plasmaleuchtens monoton mit dem Effektivwert der Oszillation der Voidgröße. Zweitens zeigt das Void eine Oszillation derselben Frequenz wie die Entladung. Drittens tritt bei einer Auf- und Abwärtsbewegung des Voids, einer *sloshing mode*, eine zweigeteilte Oszillation des zentralen Plasmaleuchtens auf. Viertens weist die Fluktuation des Plasmaleuchtens eine von der Mode der Voidsoszillation unabhängige Oszillation radial außerhalb des Voids sowie vor den Elektroden auf.

Das Plasmaleuchten zeigt unabhängig voneinander globale und lokale Oszillationen. Die in Kap. 7 vorgestellte Charakterisierung der räumlichen und zeitlichen Eigenschaften der Oszillation des Plasmaleuchtens offenbarte eine globale Komponente mit einer endlichen Phasendifferenz zwischen der zentralen Oszillation und derjenigen radial außerhalb des Voids sowie vor den Elektroden. Dieser globalen Oszillation waren lokale, wellenartige Modulationen überlagert, die in Frequenz und Wellenlänge den dort auftretenden Staubdichtewellen entsprachen. Die wellenartigen Modulationen traten auch in Abwesenheit einer globalen Oszillation in Staubdichtewellen großer Amplituden und Wellenlängen auf und können daher als Repräsentation der Staubdichtewellen im Plasmaleuchten angesehen werden.

Sowohl die Untersuchungen zu Staubströmungen als auch zur Wechselwirkung der Staubdichtewellen mit der Entladung zeigen deutlich, dass verbesserte, selbstkonsistente Simulationen staubiger Plasmen mit Berücksichtigung der Staubdynamik in Zukunft ein wichtiger Schritt zur weiteren Erklärung der experimentellen Befunde wären. Derartige Simulationen haben vor allem den Vorteil, dass ohne Beeinflussung des Plasmas alle Parameter bekannt sind und daher zum Beispiel die korrekten Kraftfelder für den Antrieb von Vortices zur Verfügung stünden. Des Weiteren könnten die Simulationen zur Frage der Kausalität zwischen der Oszillation des Voids und der Entladung einen wichtigen Beitrag leisten.

Die Beschreibung der Vortices durch den Formalismus der Vortextransportgleichung und die Erkenntnis der Bedeutung *beider* Antriebskräfte für die Topologie bieten neue Ansätze zur Erklärung beobachteter Vortices und bilden den Unterbau zu aktuellen Untersuchungen der Dynamik innerhalb der Vortices [141]. Offen bleibt, ob die ver-

nachlässigte Viskosität zum Beispiel in berandeten Systemen an Einfluss gewinnt und ob auch Inhomogenitäten der Staubbichte Form und Antrieb der Vortices beeinflussen können. Die Homogenität der Staubwolke ließe sich beispielsweise über eine tomographische Aufnahme der Staubwolke [175] messen.

Die Charakterisierung und Klassifizierung der komplexen Wechselwirkung zwischen Staubbichtewellen, Void und Plasma(leuchten) bauen die Erkenntnisse über die gegenseitige Beeinflussung erheblich aus und heben den Einfluss des Staubs auf die Entladung hervor. Das Auftreten kommensurabler Frequenzen war bislang nur aus Experimenten mit externer Anregung oder Modulation der Wellenfelder bekannt. In einem solchen wurde aktuell unter anderem der Übergang eines Wellenfeldes mit inkommensurablen Clustern zu einem homogenen Wellenfeld bei Einschalten der externen Modulation untersucht [161]. Es muss an dieser Stelle offen bleiben, ob sich beispielsweise ein Experiment realisieren lässt, in dem die Änderung eines Parameters einen Übergang von inkommensurablen zu kommensurablen Frequenzclustern auch in selbst-erregten Wellenfeldern induziert. Ebenso ungeklärt sind die Vorgänge in der Region eines longitudinalen Frequenzsprungs auf kinetischer Ebene: Was erzeugt in den beobachteten kommensurablen Frequenzclustern ein in Ausbreitungsrichtung periodisches Zusammenlaufen von Wellenfronten – fehlt zum Beispiel der Antrieb eines vorauslaufenden Wellenberges, sodass ein Wellenberg zerfließt und vom folgenden aufgenommen wird? Einen Ansatz zur weiteren Untersuchung des Phänomens auf kinetischer Ebene bieten möglicherweise die Analysen von Chang *et al.* [176], die durch das Verfolgen einzelner Partikel Rückschlüsse auf das Potentialprofil in der Welle zogen.

Die ursprüngliche Annahme einer rein wellenartigen Modulation des Plasmas durch Staubbichtewellen, begründet in den ersten Untersuchungen zur Wechselwirkung von Staubbichtewelle und Plasmaleuchten [43], wurde in dieser Arbeit wesentlich verfeinert. Es bleibt jedoch unklar, welche Größen im Plasma die Oszillation des Plasmaleuchtens ausmachen. Die Simulation von Land und Goedheer [34] zur (mittleren) Abhängigkeit des Plasmas vom Void und die Messungen von Wattieaux *et al.* [172] zu Änderungen der elektrischen Größen der Entladung in Anwesenheit von Staub könnten als Ausgangspunkte für die weitere Untersuchung der offenen Fragen der Wechselwirkung dienen.

Literaturverzeichnis

- [1] G. E. Morfill und A. V. Ivlev, „Complex plasmas: An interdisciplinary research field“, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1353 (2009).
- [2] M. Bonitz, N. Horing und P. Ludwig, Hrsg., *Introduction to Complex Plasmas*, Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics (Springer-Verlag, Berlin, 2010).
- [3] R. L. Merlino und J. A. Goree, „Dusty plasmas in the laboratory, industry and space“, *Physics Today* **57**, 32 (2004).
- [4] C. K. Goertz, „Dusty plasmas in the solar system“, *Rev. Geophys.* **27**, 271 (1989).
- [5] G. S. Selwyn, J. Singh und R. S. Bennett, „Insitu laser diagnostic studies of plasma-generated particulate contamination“, *Journal of Vacuum Science & Technology A* **7**, 2758 (1989).
- [6] J. Winter, „Dust in fusion devices - experimental evidence, possible sources and consequences“, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **40**, 1201 (1998).
- [7] S. I. Krasheninnikov, R. D. Smirnov und D. L. Rudakov, „Dust in magnetic fusion devices“, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **53**, 083001 (2011).
- [8] R. Hippler und H. Kersten, „Applications of Dusty Plasmas“, in *Low Temperature Plasmas: Fundamentals, Technologies and Techniques*, Bd. 2, hrsg. von R. Hippler, H. Kersten, M. Schmidt und K. H. Schoenbach, 2. Aufl. (WILEY-VCH Verlag, Weinheim, 2008) Kap. 30, S. 787–802.
- [9] P. Roca i Cabarrocas, „Plasma enhanced chemical vapor deposition of silicon thin films for large area electronics“, *Curr. Opin. Solid State Mater. Sci.* **6**, 439 (2002).
- [10] J. H. Chu und L. I., „Direct observation of Coulomb crystals and liquids in strongly coupled rf dusty plasmas“, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 4009 (1994).
- [11] H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher und D. Möhlmann, „Plasma Crystal: Coulomb Crystallization in a Dusty Plasma“, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 652 (1994).
- [12] A. Melzer, A. Homann und A. Piel, „Experimental investigation of the melting transition of the plasma crystal“, *Phys. Rev. E* **53**, 2757 (1996).
- [13] S. Vladimirov und K. Ostrikov, „Dynamic self-organization phenomena in complex ionized gas systems: new paradigms and technological aspects“, *Phys. Rep.* **393**, 175 (2004).

- [14] M. Bonitz, C. Henning und D. Block, „Complex plasmas: a laboratory for strong correlations“, Rep. Prog. Phys. **73**, 066501 (2010).
- [15] A. Piel und A. Melzer, „Dynamical processes in complex plasmas“, Plasma Phys. Controlled Fusion **44**, R1 (2002).
- [16] A. Piel, O. Arp, D. Block, I. Pilch, T. Trottenberg, S. Käding, A. Melzer, H. Baumgartner, C. Henning und M. Bonitz, „Complex plasmas: forces and dynamical behaviour“, Plasma Phys. Controlled Fusion **50**, 124003 (2008).
- [17] N. Rao, P. Shukla und M. Yu, „Dust-acoustic waves in dusty plasmas“, Planetary and Space Science **38**, 543 (1990).
- [18] A. Piel, „Some Thoughts About Dust Density Waves“, in Dusty/Complex Plasmas: Basic and Interdisciplinary Research (6th ICPDP, Garmisch-Partenkirchen, Germany), hrsg. von V. Yu. Nosenko, P. K. Shukla, M. H. Thoma und H. M. Thomas (2011), S. 50–55.
- [19] A. Barkan, R. L. Merlino und N. D’Angelo, „Laboratory observation of the dust-acoustic wave mode“, Phys. Plasmas **2**, 3563 (1995).
- [20] M. Rosenberg, „Ion-dust streaming instability in processing plasmas“, Journal of Vacuum Science & Technology A **14**, 631 (1996).
- [21] M. Schwabe, M. Rubin-Zuzic, S. Zhdanov, H. M. Thomas und G. E. Morfill, „Highly Resolved Self-Excited Density Waves in a Complex Plasma“, Phys. Rev. Lett. **99**, 095002 (2007).
- [22] S. Ratynskaia, S. Khrapak, A. Zobnin, M. H. Thoma, M. Kretschmer, A. Usachev, V. Yaroshenko, R. A. Quinn, G. E. Morfill, O. Petrov und V. Fortov, „Experimental Determination of Dust-Particle Charge in a Discharge Plasma at Elevated Pressures“, Phys. Rev. Lett. **93**, 085001 (2004).
- [23] R. L. Merlino, J. R. Heinrich, S.-H. Kim und J. K. Meyer, „Dusty plasmas: experiments on nonlinear dust acoustic waves, shocks and structures“, Plasma Phys. Controlled Fusion **54**, 124014 (2012).
- [24] L. Teng, M. Chang, Y.-P. Tseng und L. I, „Wave-Particle Dynamics of Wave Breaking in the Self-Excited Dust Acoustic Wave“, Phys. Rev. Lett. **103**, 245005 (2009).
- [25] L.-J. Hou und A. Piel, „Trapped particles by large-amplitude waves in two-dimensional Yukawa liquids“, Phys. Plasmas **15**, 073707 (2008).
- [26] C.-T. Liao, L. Teng, C.-Y. Tsai, C.-W. Io und L. I, „Lagrangian-Eulerian Micromotion and Wave Heating in Nonlinear Self-Excited Dust-Acoustic Waves“, Phys. Rev. Lett. **100**, 185004 (2008).
- [27] K. O. Menzel, O. Arp und A. Piel, „Spatial Frequency Clustering in Nonlinear Dust-Density Waves“, Phys. Rev. Lett. **104**, 235002 (2010).
- [28] J. D. Williams, „Evolution of frequency clusters in the naturally occurring dust acoustic wave“, Phys. Rev. E **89**, 023105 (2014).

- [29] I. Pilch, T. Reichstein und A. Piel, „Synchronization of dust density waves in anodic plasmas“, *Phys. Plasmas* **16**, 123709 (2009).
- [30] W. D. S. Ruhunusiri und J. Goree, „Synchronization mechanism and Arnold tongues for dust density waves“, *Phys. Rev. E* **85**, 046401 (2012).
- [31] K. O. Menzel, O. Arp und A. Piel, „Frequency clusters and defect structures in nonlinear dust-density waves under microgravity conditions“, *Phys. Rev. E* **83**, 016402 (2011).
- [32] G. Praburam und J. Goree, „Experimental observation of very low-frequency macroscopic modes in a dusty plasma“, *Phys. Plasmas* **3**, 1212 (1996).
- [33] J. Goree, G. E. Morfill, V. N. Tsytovich und S. V. Vladimirov, „Theory of dust voids in plasmas“, *Phys. Rev. E* **59**, 7055 (1999).
- [34] V. Land und W. J. Goedheer, „The plasma inside a dust free void: hotter, denser, or both?“, *New J. Phys.* **9**, 246 (2007).
- [35] W. J. Goedheer und V. Land, „Simulation of dust voids in complex plasmas“, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **50**, 124022 (2008).
- [36] W. J. Goedheer, V. Land und J. Venema, „Hydrodynamic and kinetic modelling of complex radio-frequency plasmas“, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 194015 (2009).
- [37] S. Hübner und A. Melzer, „Dust-Induced Modulation of the Atomic Emission in a Dusty Argon Discharge“, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 215001 (2009).
- [38] C. Killer, G. Bandelow, K. Matyash, R. Schneider und A. Melzer, „Observation of Ω mode electron heating in dusty argon radio frequency discharges“, *Phys. Plasmas* **20**, 083704 (2013).
- [39] J. Goree, R. A. Quinn, G. Morfill, H. Thomas, T. Hagl, U. Konopka, H. Rothmel und M. Zuzic, „Plasma Dust Crystallization“, in *Proceedings of the 4th microgravity fluid physics and transport phenomena conference*, hrsg. von B. S. Singh, 1999-208526 (März 1999), S. 105–106.
- [40] M. Mikikian und L. Boufendi, „Experimental investigations of void dynamics in a dusty discharge“, *Phys. Plasmas* **11**, 3733 (2004).
- [41] R. J. Heidemann, L. Couëdel, S. K. Zhdanov, K. R. Sütterlin, M. Schwabe, H. M. Thomas, A. V. Ivlev, T. Hagl, G. E. Morfill, V. E. Fortov, V. I. Molotkov, O. F. Petrov, A. I. Lipaev, V. Tokarev, T. Reiter und P. Vinogradov, „Comprehensive experimental study of heartbeat oscillations observed under microgravity conditions in the PK-3 Plus laboratory on board the International Space Station“, *Phys. Plasmas* **18**, 053701 (2011).
- [42] M. Y. Pustynnik, A. V. Ivlev, N. Sadeghi, R. Heidemann, S. Mitic, H. M. Thomas und G. E. Morfill, „On the heterogeneous character of the heartbeat instability in complex (dusty) plasmas“, *Phys. Plasmas* **19**, 103701 (2012).

- [43] O. Arp, D. Caliebe, K. Menzel, A. Piel und J. Goree, „Experimental Investigation of Dust Density Waves and Plasma Glow“, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38**, 842 (2010).
- [44] V. Nosenko und J. Goree, „Shear Flows and Shear Viscosity in a Two-Dimensional Yukawa System (Dusty Plasma)“, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 155004 (2004).
- [45] O. Vaulina, O. Petrov, A. Gavrikov, X. Adamovich und V. Fortov, „Experimental study of transport of macroparticles in plasma RF-discharge“, *Phys. Lett. A* **372**, 1096 (2008).
- [46] J. Goree, B. Liu und Y. Feng, „Diagnostics for transport phenomena in strongly coupled dusty plasmas“, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **55**, 124004 (2013).
- [47] S. Mitic, R. Sütterlin, A. V. I. H. Höfner, M. H. Thoma, S. Zhdanov und G. E. Morfill, „Convective Dust Clouds Driven by Thermal Creep in a Complex Plasma“, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 235001 (2008).
- [48] T. M. Flanagan und J. Goree, „Gas flow driven by thermal creep in dusty plasma“, *Phys. Rev. E* **80**, 046402 (2009).
- [49] I. Pilch, T. Reichstein und A. Piel, „Torus-shaped dust clouds trapped in a magnetized anodic plasma“, *Phys. Plasmas* **15**, 103706 (2008).
- [50] T. Reichstein, I. Pilch und A. Piel, „Toroidal dust motion in magnetized plasmas“, *Phys. Plasmas* **17**, 093701 (2010).
- [51] D. A. Law, W. H. Steel, B. M. Annaratone und J. E. Allen, „Probe-Induced Particle Circulation in a Plasma Crystal“, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4189 (1998).
- [52] G. E. Morfill, H. M. Thomas, U. Konopka, H. Rothmel, M. Zuzic, A. Ivlev und J. Goree, „Condensed Plasmas under Microgravity“, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1598 (1999).
- [53] G. E. Morfill, M. Rubin-Zuzic, H. Rothmel, A. V. Ivlev, B. A. Klumov, H. M. Thomas, U. Konopka und V. Steinberg, „Highly Resolved Fluid Flows: “Liquid Plasmas” at the Kinetic Level“, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 175004 (2004).
- [54] O. Vaulina, A. Nefedov, O. Petrov und V. Fortov, „Instability of plasma-dust systems with a macroparticle charge gradient“, *English, J. Exp. Theor. Phys.* **91**, 1147 (2000).
- [55] W. J. Goedheer und M. R. Akdim, „Vortices in dust clouds under microgravity: A simple explanation“, *Phys. Rev. E* **68**, 045401 (2003).
- [56] O. S. Vaulina, O. F. Petrov, V. E. Fortov, G. E. Morfill, H. M. Thomas, Yu. P. Semenov, A. I. Ivanov, S. K. Krikalev und Yu. P. Gidzenko, „Analysis of Dust Vortex Dynamics in Gas Discharge Plasma“, *Phys. Scr.* **2004**, 224 (2004).
- [57] M. Mikikian, L. Boufendi, A. Bouchoule, H. M. Thomas, G. E. Morfill, A. P. Nefedov, V. E. Fortov und the PKE-Nefedov team, „Formation and behaviour of dust particle clouds in a radio-frequency discharge: results in the laboratory and under microgravity conditions“, *New J. Phys.* **5**, 19 (2003).

- [58] M. Schwabe und D. B. Graves, „Simulating the dynamics of complex plasmas“, *Phys. Rev. E* **88**, 023101 (2013).
- [59] M. R. Akdim und W. J. Goedheer, „Modeling of self-excited dust vortices in complex plasmas under microgravity“, *Phys. Rev. E* **67**, 056405 (2003).
- [60] A. Bouchoule und L. Boufendi, „Particulate formation and dusty plasma behaviour in argon-silane RF discharge“, *Plasma Sources Sci. Technol.* **2**, 204 (1993).
- [61] J. Berndt, E. Kovačević, I. Stefanović, O. Stepanović, S. H. Hong, L. Boufendi und J. Winter, „Some Aspects of Reactive Complex Plasmas“, *Contrib. Plasma Phys.* **49**, 107 (2009).
- [62] H. Rothermel, T. Hagl, G. E. Morfill, M. H. Thoma und H. M. Thomas, „Gravity Compensation in Complex Plasmas by Application of a Temperature Gradient“, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 175001 (2002).
- [63] C. Schmidt, O. Arp und A. Piel, „Spatially extended void-free dusty plasmas in a laboratory radio-frequency discharge“, *Phys. Plasmas* **18**, 013704 (2011).
- [64] V. Land, J. Carmona-Reyes, J. Creel, J. Schmoke, M. Cook, L. Matthews und T. Hyde, „The effect of electrode heating on the discharge parameters in complex plasma experiments“, *Plasma Sources Science and Technology* **20**, 015026 (2011).
- [65] V. Fortov, A. Nefedov, O. Vaulina, A. Lipaev, V. Molotkov, A. Samaryan, V. Nikitskii, A. Ivanov, S. Savin, A. Kalmykov, A. Solov'ev und P. Vinogradov, „Dusty plasma induced by solar radiation under microgravitational conditions: An experiment on board the Mir orbiting space station“, *J. Exp. Theor. Phys.* **87**, 1087 (1998).
- [66] A. P. Nefedov, G. E. Morfill, V. E. Fortov, H. M. Thomas, H. Rothermel, T. Hagl, A. V. Ivlev, M. Zuzic, B. A. Klumov, A. M. Lipaev, V. I. Molotkov, O. F. Petrov, Yu. P. Gidzenko, S. K. Krikalev, W. Shepherd, A. I. Ivanov, M. Roth, H. Binnenbruck, J. A. Goree und Yu. P. Semenov, „PKE-Nefedov: plasma crystal experiments on the International Space Station“, *New J. Phys.* **5**, 33 (2003).
- [67] M. Klindworth, A. Piel, A. Melzer, U. Konopka, H. Rothermel, K. Tarantik und G. E. Morfill, „Dust-Free Regions around Langmuir Probes in Complex Plasmas under Microgravity“, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 195002 (2004).
- [68] R. Seurig, G. Morfill, V. Fortov und P. Hofmann, „Complex plasma research on ISS past, present, and future facilities“, *Acta Astronaut.* **61**, 940 (2007).
- [69] B. Buttenschön, M. Himpel, A. Melzer, D. Caliebe und K. Menzel, „Three-Dimensional Force Field Measurements in the Void of Dusty Plasmas Under Microgravity Conditions“, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39**, 2754 (2011).
- [70] D. Caliebe, O. Arp und A. Piel, „Dynamics of dust-free cavities behind fast projectiles in a dusty plasma under microgravity conditions“, *Phys. Plasmas* **18**, 073702 (2011).

- [71] S. A. Khrapak, M. H. Thoma, M. Chaudhuri, G. E. Morfill, A. V. Zobnin, A. D. Usachev, O. F. Petrov und V. E. Fortov, „Particle flows in a dc discharge in laboratory and microgravity conditions“, *Phys. Rev. E* **87**, 063109 (2013).
- [72] A. Piel, M. Klindworth, O. Arp, A. Melzer und M. Wolter, „Obliquely Propagating Dust-Density Plasma Waves in the Presence of an Ion Beam“, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 205009 (2006); „Erratum: Obliquely Propagating Dust-Density Plasma Waves in the Presence of an Ion Beam“, ebd. **99**, 209903 (2007).
- [73] T. Bockwoldt, O. Arp, K. O. Menzel und A. Piel, „On the origin of dust vortices in complex plasmas under microgravity conditions“, *Phys. Plasmas* **21**, 103703 (2014).
- [74] H. M. Mott-Smith und I. Langmuir, „The Theory of Collectors in Gaseous Discharges“, *Phys. Rev.* **28**, 727 (1926).
- [75] J. E. Allen, „Probe theory - the orbital motion approach“, *Phys. Scr.* **45**, 497 (1992).
- [76] M. Lampe, G. Joyce, G. Ganguli und V. Gavrishchaka, „Interactions between dust grains in a dusty plasma“, *Phys. Plasmas* **7**, 3851 (2000).
- [77] L. Spitzer, Jr., *Diffuse Matter in Space* (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1968).
- [78] O. Havnes, G. E. Morfill und C. K. Goertz, „Plasma potential and grain charges in a dust cloud embedded in a plasma“, *J. Geophys. Res.: Space Phys.* **89**, 10999 (1984).
- [79] T. Nitter, „Levitation of dust in rf and dc glow discharges“, *Plasma Sources Sci. Technol.* **5**, 93 (1996).
- [80] J. E. Allen, R. L. F. Boyd und P. Reynolds, „The Collection of Positive Ions by a Probe Immersed in a Plasma“, *Proc. Phys. Soc., London, Sect. B* **70**, 297 (1957).
- [81] I. H. Hutchinson und L. Patacchini, „Computation of the effect of neutral collisions on ion current to a floating sphere in a stationary plasma“, *Phys. Plasmas* **14**, 013505 (2007).
- [82] M. Lampe, R. Goswami, Z. Sternovsky, S. Robertson, V. Gavrishchaka, G. Ganguli und G. Joyce, „Trapped ion effect on shielding, current flow, and charging of a small object in a plasma“, *Phys. Plasmas* **10**, 1500 (2003).
- [83] S. A. Khrapak, S. V. Ratynskaia, A. V. Zobnin, A. D. Usachev, V. V. Yaroshenko, M. H. Thoma, M. Kretschmer, H. Höfner, G. E. Morfill, O. F. Petrov und V. E. Fortov, „Particle charge in the bulk of gas discharges“, *Phys. Rev. E* **72**, 016406 (2005).
- [84] S. A. Khrapak und G. E. Morfill, „An interpolation formula for the ion flux to a small particle in collisional plasmas“, *Phys. Plasmas* **15**, 114503 (2008).

- [85] J. Chang und J. G. Laframboise, „Probe theory for arbitrary shape in a large Debye length, stationary plasma“, *Phys. Fluids* **19**, 25 (1976).
- [86] S. A. Khrapak, G. E. Morfill, A. G. Khrapak und L. G. D'yachkov, „Charging properties of a dust grain in collisional plasmas“, *Phys. Plasmas* **13**, 052114 (2006).
- [87] H. S. W. Massey, E. H. S. Burhop und H. B. Gilbody, *Electronic and Ionic Impact Phenomena*, 2. (Oxford University Press, Oxford, 1969).
- [88] I. H. Hutchinson und L. Patacchini, „Flowing plasmas and absorbing objects: analytic and numerical solutions culminating 80 years of ion-collection theory“, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **52**, 124005 (2010).
- [89] M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster, J. A. O'Neill und D. K. Coultas, „Transport of dust particles in glow-discharge plasmas“, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 313 (1992).
- [90] E. C. Whipple, „Potentials of surfaces in space“, *Rep. Prog. Phys.* **44**, 1197 (1981).
- [91] I. H. Hutchinson, „Ion collection by a sphere in a flowing plasma: 3. Floating potential and drag force“, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **47**, 71 (2005).
- [92] W. J. Miloch und D. Block, „Dust grain charging in a wake of other grains“, *Phys. Plasmas* **19**, 123703 (2012).
- [93] P. S. Epstein, „On the Resistance Experienced by Spheres in their Motion through Gases“, *Phys. Rev.* **23**, 710 (1924).
- [94] J. Carstensen, F. Haase, H. Jung, B. Tadsen, S. Groth, F. Greiner und A. Piel, „Probing the Plasma Sheath by the Continuous Mass Loss of Microparticles“, *Plasma Science, IEEE Transactions on* **41**, 764 (2013).
- [95] A. Melzer, *Introduction to Colloidal (Dusty) Plasmas*, Lecture Notes, Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald, Apr. 2012.
- [96] A. Piel, *Plasma Physics* (Springer-Verlag, Berlin, 2010).
- [97] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill und H. M. Thomas, „Ion drag force in complex plasmas“, *Phys. Rev. E* **66**, 046414 (2002).
- [98] I. H. Hutchinson, „Collisionless ion drag force on a spherical grain“, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **48**, 185 (2006).
- [99] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, S. K. Zhdanov und G. E. Morfill, „Hybrid approach to the ion drag force“, *Phys. Plasmas* **12**, 042308 (2005).
- [100] A. Uglov und A. Gnedovets, „Effect of particle charging on momentum and heat transfer from rarefied plasma flow“, *Plasma Chem. Plasma Process.* **11**, 251 (1991).
- [101] S. I. Popel, A. P. Golub', T. V. Losseva, A. V. Ivlev, S. A. Khrapak und G. Morfill, „Weakly dissipative dust-ion-acoustic solitons“, *Phys. Rev. E* **67**, 056402 (2003).

- [102] I. H. Hutchinson, „Ion collection by a sphere in a flowing plasma: I. Quasineutral“, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **44**, 1953 (2002).
- [103] I. H. Hutchinson, „Ion collection by a sphere in a flowing plasma: 2. non-zero Debye length“, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **45**, 1477 (2003).
- [104] J. B. Boffard, C. C. Lin und C. A. D. Jr, „Application of excitation cross sections to optical plasma diagnostics“, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37**, R143 (2004).
- [105] R. N. Franklin, „The plasma-sheath boundary region“, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, R309 (2003).
- [106] V. A. Godyak und N. Sternberg, „Dynamic model of the electrode sheaths in symmetrically driven rf discharges“, *Phys. Rev. A* **42**, 2299 (1990).
- [107] M. Lieberman, „Analytical solution for capacitive RF sheath“, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **16**, 638 (1988).
- [108] M. A. Lieberman und A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2005).
- [109] F. Melandsø, T. Nitter, T. Aslaksen und O. Havnes, „The dust direct current self-bias potential in a time varying plasma sheath“, *J. Vac. Sci. Technol., A* **14**, 619 (1996).
- [110] M. Bacharis, M. Coppins und J. E. Allen, „Dust grain charging in RF discharges“, *Plasma Sources Sci. Technol.* **19**, 025002 (2010).
- [111] M. Klindworth, O. Arp und A. Piel, „Langmuir probe diagnostics in the IMPF device and comparison with simulations and tracer particle experiments“, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39**, 1095 (2006).
- [112] M. Klindworth, „Fundamentals and Applications of Langmuir Probe Diagnostics in Complex Plasmas“, Dissertation (Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Kiel, Dez. 2004).
- [113] M. Klindworth, O. Arp und A. Piel, „Langmuir probe system for dusty plasmas under microgravity“, *Rev. Sci. Instrum.* **78**, 033502, 033502 (2007).
- [114] K. Software, *Siglo-2D, Version 1.1*.
- [115] M. R. Akdim und W. J. Goedheer, „Modeling the effect of dust on the plasma parameters in a dusty argon discharge under microgravity“, *Phys. Rev. E* **67**, 066407 (2003).
- [116] J. Schulze, A. Derzsi, K. Dittmann, T. Hemke, J. Meichsner und Z. Donkó, „Ionization by Drift and Ambipolar Electric Fields in Electronegative Capacitive Radio Frequency Plasmas“, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 275001 (2011).
- [117] E. Schüngel, S. Mohr, S. Iwashita, J. Schulze und U. Czarnetzki, „The effect of dust on electron heating and dc self-bias in hydrogen diluted silane discharges“, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46**, 175205 (2013).
- [118] L. S. Frost, „Effect of Variable Ionic Mobility on Ambipolar Diffusion“, *Phys. Rev.* **105**, 354 (1957).

- [119] M. R. Akdim und W. J. Goedheer, „Modeling of voids in colloidal plasmas“, *Phys. Rev. E* **65**, 015401 (2001).
- [120] V. Land, L. S. Matthews, T. W. Hyde und D. Bolser, „Fluid modeling of void closure in microgravity noble gas complex plasmas“, *Phys. Rev. E* **81**, 056402 (2010).
- [121] A. M. Lipaev, S. A. Khrapak, V. I. Molotkov, G. E. Morfill, V. E. Fortov, A. V. Ivlev, H. M. Thomas, A. G. Khrapak, V. N. Naumkin, A. I. Ivanov, S. E. Tretschnev und G. I. Padalka, „Void Closure in Complex Plasmas under Microgravity Conditions“, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 265006 (2007).
- [122] H. M. Thomas, G. E. Morfill, V. E. Fortov, A. V. Ivlev, V. I. Molotkov, A. M. Lipaev, T. Hagl, H. Rothermel, S. A. Khrapak, R. K. Suetterlin, M. Rubin-Zuzic, O. F. Petrov, V. I. Tokarev und S. K. Krikalev, „Complex plasma laboratory PK-3 Plus on the International Space Station“, *New J. Phys.* **10**, 033036 (2008).
- [123] M. Mikikian, L. Couédel, M. Cavarroc, Y. Tessier und L. Boufendi, „Self-excited void instability in dusty plasmas: plasma and dust cloud dynamics during the heartbeat instability“, *New J. Phys.* **9**, 268 (2007).
- [124] J. H. Chu, J.-B. Du und L. I, „Coulomb solids and low-frequency fluctuations in RF dusty plasmas“, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27**, 296 (1994).
- [125] N. D’Angelo, „Coulomb solids and low-frequency fluctuations in RF dusty plasmas“, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28**, 1009 (1995).
- [126] E. Thomas, „Driven dust acoustic waves with thermal effects: Comparison of experiment to fluid theory“, *Phys. Plasmas* **17**, 043701 (2010).
- [127] M. Chang, Y.-Y. Tsai und L. I, „Observation of 3D defect mediated dust acoustic wave turbulence with fluctuating defects and amplitude hole filaments“, *Phys. Plasmas* **20**, 083703, 083703 (2013).
- [128] S. K. Zhdanov, M. Schwabe, R. Heidemann, R. Sütterlin, H. M. Thomas, M. Rubin-Zuzic, H. Rothermel, T. Hagl, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, V. I. Molotkov, A. M. Lipaev, O. F. Petrov, V. E. Fortov und T. Reiter, „Auto-oscillations in complex plasmas“, *New J. Phys.* **12**, 043006 (2010).
- [129] P. K. Shukla und B. Eliasson, „Colloquium: Fundamentals of dust-plasma interactions“, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 25 (2009).
- [130] F. Verheest, *Waves in Dusty Space Plasmas*, Astrophysics and Space Science Library (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2000).
- [131] P. K. Shukla und A. Mamun, *Introduction to Dusty Plasma Physics*, Series in Plasma Physics (IOP Publishing, Bristol, 2002).
- [132] E. McDaniel, *Collision Phenomena in Ionized Gases* (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1964).
- [133] M. Hirt, „Messung der Ionenreibungskraft an frei fallenden Partikeln in einem Plasma“, Dissertation (Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Kiel, Sep. 2003).

- [134] A. Piel, O. Arp, M. Klindworth und A. Melzer, „Obliquely propagating dust-density waves“, *Phys. Rev. E* **77**, 026407 (2008).
- [135] M. Schwabe, S. K. Zhdanov, H. M. Thomas, A. V. Ivlev, M. Rubin-Zuzic, G. E. Morfill, V. I. Molotkov, A. M. Lipaev, V. E. Fortov und T. Reiter, „Nonlinear waves externally excited in a complex plasma under microgravity conditions“, *New J. Phys.* **10**, 033037 (2008).
- [136] M. Himpel, C. Killer, B. Buttenschön und A. Melzer, „Three-dimensional single particle tracking in dense dust clouds by stereoscopy of fluorescent particles“, *Phys. Plasmas* **19**, 123704 (2012).
- [137] M. Himpel, T. Bockwoldt, C. Killer, K. O. Menzel, A. Piel und A. Melzer, „Stereoscopy of dust density waves under microgravity: Velocity distributions and phase-resolved single-particle analysis“, *Phys. Plasmas* **21**, 033703 (2014).
- [138] B. Buttenschön, M. Himpel und A. Melzer, „Spatially resolved three-dimensional particle dynamics in the void of dusty plasmas under microgravity using stereoscopy“, *New J. Phys.* **13**, 023042 (2011).
- [139] M. Himpel, B. Buttenschön und A. Melzer, „Three-view stereoscopy in dusty plasmas under microgravity: A calibration and reconstruction approach“, *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 053706 (2011).
- [140] G. Uchida, S. Iizuka, T. Kamimura und N. Sato, „Generation of two-dimensional dust vortex flows in a direct current discharge plasma“, *Phys. Plasmas* **16**, 053707 (2009).
- [141] M. Schwabe, S. Zhdanov, C. R  th, D. B. Graves, H. M. Thomas und G. E. Morfill, „Collective Effects in Vortex Movements in Complex Plasmas“, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 115002 (2014).
- [142] O. Vaulina, A. Samarian, O. Petrov, B. James und F. Melandso, „Formation of vortex dust structures in inhomogeneous gas-discharge plasmas“, *English, Plasma Phys. Rep.* **30**, 918 (2004).
- [143] R. Fisher, K. Avinash, E. Thomas, R. Merlino und V. Gupta, „Thermal energy density of dust in dusty plasmas: Experiment and theory“, *Phys. Rev. E* **88**, 031101 (2013).
- [144] Z. Donk  , J. Goree und P. Hartmann, „Viscoelastic response of Yukawa liquids“, *Phys. Rev. E* **81**, 056404 (2010).
- [145] J. Carstensen, F. Greiner und A. Piel, „Determination of dust grain charge and screening lengths in the plasma sheath by means of a controlled cluster rotation“, *Phys. Plasmas* **17**, 083703 (2010).
- [146] H. K  hlert, J. Carstensen, M. Bonitz, H. L  wen, F. Greiner und A. Piel, „Magnetizing a Complex Plasma without a Magnetic Field“, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 155003 (2012).
- [147] J. Schablinski, D. Block, J. Carstensen, F. Greiner und A. Piel, „Sheared and unsheared rotation of driven dust clusters“, *Phys. Plasmas* **21**, 073701 (2014).

- [148] O. Vaulina, A. Nefedov, O. Petrov, A. Samaryan und V. Fortov, „Self-oscillations of macroparticles in the dust plasma of glow discharge“, J. Exp. Theor. Phys. **93**, 1184 (2001).
- [149] J. K. Sveen, *An introduction to MatPIV v. 1.6.1*, Dept. of Math. University of Oslo, 2004.
- [150] V. A. Godyak, R. B. Piejak und B. M. Alexandrovich, „Measurement of electron energy distribution in low-pressure RF discharges“, Plasma Sources Sci. Technol. **1**, 36 (1992).
- [151] A. Balanov, N. Janson, D. Postnov und O. Sosnovtseva, *Synchronization*, Springer Series in Synergetics (Springer-Verlag, Berlin, 2009).
- [152] O. Buneman, „Instability, Turbulence, and Conductivity in Current-Carrying Plasma“, Phys. Rev. Lett. **1**, 8 (1958); „Instability, Turbulence, and Conductivity in Current-Carrying Plasma.“, ebd. **1**, 119 (1958).
- [153] K. O. Menzel, O. Arp, D. Caliebe und A. Piel, „The Structure of Self-Excited Dust-Density Waves Under Microgravity“, IEEE Trans. Plasma Sci. **38**, 838 (2010).
- [154] I. Pilch, A. Piel, T. Trottenberg und M. E. Koepke, „Dynamics of small dust clouds trapped in a magnetized anodic plasma“, Phys. Plasmas **14**, 123704 (2007).
- [155] C. Thompson, A. Barkan, N. D’Angelo und R. L. Merlino, „Dust acoustic waves in a direct current glow discharge“, Phys. Plasmas **4**, 2331 (1997).
- [156] P. K. Shukla und M. Rosenberg, „Boundary effects on dust-ion-acoustic and dust-acoustic waves in collisional dusty plasmas“, Phys. Plasmas **6**, 1038 (1999).
- [157] V. V. Yaroshenko, H. M. Thomas und G. E. Morfill, „Dust density waves in a complex plasma layer“, Phys. Plasmas **14**, 082104 (2007).
- [158] V. Nosenko, S. K. Zhdanov, S.-H. Kim, J. Heinrich, R. L. Merlino und G. E. Morfill, „Measurements of the power spectrum and dispersion relation of self-excited dust acoustic waves“, EPL **88**, 65001 (2009).
- [159] E. Thomas, R. Fisher und R. L. Merlino, „Observations of dust acoustic waves driven at high frequencies: Finite dust temperature effects and wave interference“, Phys. Plasmas **14**, 123701 (2007).
- [160] J. D. Williams, E. Thomas und L. Marcus, „Observations of vertically propagating driven dust acoustic waves: Finite temperature effects“, Phys. Plasmas **15**, 043704 (2008).
- [161] J. D. Williams, „Time-resolved measurement of global synchronization in the dust acoustic wave“, Phys. Rev. E **90**, 043103 (2014).
- [162] Y.-Y. Tsai und L. I, „Observation of self-excited acoustic vortices in defect-mediated dust acoustic wave turbulence“, Phys. Rev. E **90**, 013106 (2014).

- [163] K. O. Menzel, O. Arp und A. Piel, „Chain of coupled van der Pol oscillators as model system for density waves in dusty plasmas“, *Phys. Rev. E* **84**, 016405 (2011).
- [164] T. Gyergyek, M. Čerček, N. Jelić und M. Stanojević, „Mode suppression of a two-dimensional potential relaxation instability in a weakly magnetized discharge plasma“, *Phys. Lett. A* **177**, 54 (1993).
- [165] T. Klinger, A. Piel, I. Axnäs und S. Torvén, „The bifurcation structure of periodically forced current disruptions“, *Phys. Scr.* **56**, 70 (1997).
- [166] D. Block, A. Piel, C. Schröder und T. Klinger, „Synchronization of drift waves“, *Phys. Rev. E* **63**, 056401 (2001).
- [167] G. V. Osipov und M. M. Sushchik, „Synchronized clusters and multistability in arrays of oscillators with different natural frequencies“, *Phys. Rev. E* **58**, 7198 (1998).
- [168] K. O. Menzel, T. Bockwoldt, O. Arp und A. Piel, „Modeling Dust-Density Wave Fields as a System of Coupled van der Pol Oscillators“, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41**, 735 (2013).
- [169] T. Bockwoldt, K. O. Menzel, O. Arp und A. Piel, „Interactions Between Dust-Density Waves and Plasma Glow“, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41**, 769 (2013).
- [170] D. Samsonov und J. Goree, „Instabilities in a dusty plasma with ion drag and ionization“, *Phys. Rev. E* **59**, 1047 (1999).
- [171] M. Schulze, A. von Keudell und P. Awakowicz, „Characterization of a rotating nanoparticle cloud in an inductively coupled plasma“, *Plasma Sources Sci. Technol.* **15**, 556 (2006).
- [172] G. Wattieaux und L. Boufendi, „Discharge impedance evolution, stray capacitance effect, and correlation with the particles size in a dusty plasma“, *Phys. Plasmas* **19**, 033701 (2012).
- [173] E. Hecht, *Optik*, 4. Aufl. (Oldenbourg, München, 2005).
- [174] C. Killer und A. Melzer, „Global coherence of dust density waves“, *Phys. Plasmas* **21**, 063703 (2014).
- [175] C. Killer, M. Himpel und A. Melzer, „Computer tomography of large dust clouds in complex plasmas“, *Rev. Sci. Instrum.* **85**, 103711 (2014).
- [176] M. Chang, L. Teng und L. I., „Micro-origin of no-trough trapping in self-excited nonlinear dust acoustic waves“, *Phys. Rev. E* **85**, 046410 (2012).

Liste der Publikationen

Beiträge in wissenschaftlichen Fachzeitschriften

1. K. O. Menzel, T. Bockwoldt, O. Arp und A. Piel,
Modeling Dust-Density Wave Fields as a System of Coupled van der Pol Oscillators
IEEE Trans. Plasma Sci. **41**, 735 (2013).
2. T. Bockwoldt, K. O. Menzel, O. Arp und A. Piel,
Interactions Between Dust-Density Waves and Plasma Glow
IEEE Trans. Plasma Sci. **41**, 769 (2013).
3. M. Himpel, T. Bockwoldt, C. Killer, K. O. Menzel, A. Piel und A. Melzer,
Stereoscopy of dust density waves under microgravity: Velocity distributions and phase-resolved single-particle analysis
Phys. Plasmas **21**, 033703 (2014).
4. T. Bockwoldt, O. Arp, K. O. Menzel und A. Piel,
On the origin of dust vortices in complex plasmas under microgravity conditions
Phys. Plasmas **21**, 103703 (2014).

Ausgewählte Beiträge auf internationalen Konferenzen

1. T. Bockwoldt, K. O. Menzel, O. Arp und A. Piel,
Nonlinear Dust-Density Waves in a Laboratory Discharge
AIP Conf. Proc. (6th International Conference on the Physics of Dusty Plasmas, Garmisch-Partenkirchen, Germany), **1397**, 295 (2011).
2. A. Piel, T. Bockwoldt und J. A. Goree,
Particle-string formation in complex plasmas with ion flows
in *Proceedings of the 40th EPS Conference on Plasma Physics*
edited by V. Naulin *et al.* (European Physical Society, Espoo, Finland), **37D**, P2.304 (2013).
3. T. Bockwoldt, K. O. Menzel, O. Arp und A. Piel,
Dust-Density Waves Under Microgravity Conditions and Their Influence on the Discharge
Bull. Am. Phys. Soc. (55th Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, Denver, Colorado), **58**, No. 16, UP8 75 (2013).

Danksagung

An der Entstehung und dem Zustandekommen einer Dissertation sind viel mehr Menschen beteiligt als nur der Autor. Diesen Menschen sei hier herzlichst gedankt!

Zunächst möchte ich Herrn Prof. Dr. Alexander Piel meinen Dank für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, für die Chance zur Promotion, für die lehrreiche Betreuung und für die fachlichen Diskussionen aussprechen. Die Möglichkeit als Mitglied des Parabelflugteams Verantwortung für das Experiment zu übernehmen und Ergebnisse international präsentieren zu können, weiß ich zu schätzen.

Es sind wohl die Mitglieder des Parabelflugteams, die am unmittelbarsten zum erfolgreichen Gelingen der eigentlichen Messungen beigetragen haben. Die technische Umsetzung des Experiments ist insbesondere Michael Poser und Volker Rohwer zu verdanken. Das „Handwerk“ des Parabelfliegens haben mich vor allem Dr. Oliver Arp, Dr. David Caliebe und Dr. Kristoffer Ole Menzel gelehrt, die mir außerdem fachlich und freundschaftlich zur Seite standen. Von Kieler Seite wird das Parabelflugteam durch Philipp Freese, Niklas Kohlmann, Nils Lukat, Stefan Schütt und Jochen Wilms ergänzt, die zwar nicht gleichzeitig aber doch alle am Erfolg der Kampagnen während meiner Promotion beteiligt waren. Das Kieler Team wurde, nicht nur während der Kampagnen, durch unsere Kollegen der Universität Greifswald – Prof. Dr. André Melzer, Dr. Birger Buttenschön, Michael Himpel und Carsten Killer – komplettiert. Ein guter Rat oder eine Meinung war hier verlässlich zu bekommen.

Das Projekt, die Parabelflüge und große Teile meines Einkommens während der Promotion wurden vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) unter der Nummer 50WM1139 finanziert. Dem DLR sei an dieser Stelle dafür gedankt!

Der gesamten Arbeitsgruppe „Plasmadynamik“ sei für die tolle, kollegiale Atmosphäre gedankt. Die unzähligen Kuchen sprechen für sich! Besonders möchte ich Stephanie Thiedemann für die Hilfe in Verwaltungsangelegenheiten sowie Dr. Dietmar Block und Dr. Franko Greiner für ihre Ratschläge danken. Jochen Wilms und Stefanie Prigge verdanke ich so manche kontemplative Abwechslung!

Leonie Spitzer sei für das aufmerksame Korrekturlesen und der Auffindung vieler Kommas gedankt. Für die Überprüfung auf Konsistenz der Arbeit möchte ich außerdem Hendrik Jung danken.

Außerhalb der Universität haben meine Freunde es geschafft, mich auf andere Gedanken zu bringen und aufzumuntern. Das war in so macher Phase Gold wert!

Meine Eltern und Großeltern haben mir durch ihre Unterstützung eine Sicherheit gegeben, die ich nur jedem wünschen kann.

Und Leonie, da ich Physiker und nicht Poet bin, kann ich nicht in Worte fassen, wie dankbar ich dir für deine Unterstützungen und Aufmunterungen bin und dafür, dass du einfach da bist.

Erklärung

Hiermit versichere ich an Eides statt, dass die vorliegende Dissertation – abgesehen von der Beratung durch meinen wissenschaftlichen Lehrer und der Verwendung der angegebenen Hilfsmittel – nach Inhalt und Form meine eigene ist. Sie hat weder ganz noch teilweise an einer anderen Stelle im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegen. Diese Arbeit ist weder ganz noch in Teilen veröffentlicht oder zur Veröffentlichung eingereicht worden und unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis der Deutschen Forschungsgemeinschaft entstanden.

Kiel, den

Lebenslauf

Persönliche Daten

Tim Bockwoldt
geb. 16.08.1985, Itzehoe
deutsche Staatsangehörigkeit

Schulbildung

1992 - 1996	Grundschule Herzhorn
1996 - 2005	Detlefsen Gymnasium Glückstadt
Juni 2005	Abitur mit den Prüfungsfächern Mathematik, Physik, Englisch und Erdkunde

Studium

Okt. 2005	Beginn des Studiums der Physik an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
Okt. 2007	Vordiplom mit Nebenfach Chemie
Nov. 2009	Abschluss der mündlichen Diplomprüfungen mit Nebenfach Astrophysik
Dez. 2009 - Nov. 2010	Anfertigung der Diplomarbeit „Dichtewellen in staubigen Plasmen“ in der Arbeitsgruppe „Plas- madynamik“ am Institut für Experimentelle und Angewandte Physik der CAU zu Kiel
Jan. 2011	Beendigung des Studiums der Physik mit Ab- schluss Diplom
seit Januar 2011	Promotion in der Arbeitsgruppe „Plasmadyna- mik“ am IEAP der CAU zu Kiel